



Universidad Nacional Mayor de San Marcos

Universidad del Perú. Decana de América

Facultad de Ciencias Físicas

Escuela Profesional de Física

**Validación de los parámetros del flujo neutrónico
determinado por el método de doble monitor desnudo
mediante la determinación de la sección eficaz de
captura de ^{98}Mo en el reactor RP-10**

TESIS

Para optar el Título Profesional de Licenciado en Física

AUTOR

Jean Carlos RODRIGUEZ ESTELA

ASESORES

Dr. Jorge Aurelio BRAVO CABREJOS

Pablo Antonio MENDOZA HIDALGO

Lima, Perú

2019



Reconocimiento - No Comercial - Compartir Igual - Sin restricciones adicionales

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/>

Usted puede distribuir, remezclar, retocar, y crear a partir del documento original de modo no comercial, siempre y cuando se dé crédito al autor del documento y se licencien las nuevas creaciones bajo las mismas condiciones. No se permite aplicar términos legales o medidas tecnológicas que restrinjan legalmente a otros a hacer cualquier cosa que permita esta licencia.

Referencia bibliográfica

Rodriguez, J. (2019). *Validación de los parámetros del flujo neutrónico determinado por el método de doble monitor desnudo mediante la determinación de la sección eficaz de captura de ^{98}Mo en el reactor RP-10*. Tesis para optar el título profesional de Licenciado en Física. Escuela Profesional de Física, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Lima, Perú.

HOJA DE DATOS COMPLEMENTARIOS

Código Orcid del autor (dato opcional):

Código Orcid del asesor:

DNI del autor:

47310061

Grupo de investigación:

Institución que financia parcial o totalmente la investigación:

CONCYTEC e INSTITUTO PERUANO DE ENERGÍA NUCLEAR

Ubicación geográfica donde se desarrolló la investigación. Debe incluir localidades y coordenadas geográficas:

Coordenadas Geográficas:

Latitud: 11°47'57.6" S; Longitud: 77°00'43.5" W

Ubicación:

Distrito de Carabayllo, Provincia de Lima, Región Lima.

Año o rango de años que la investigación abarcó:

2016-2019



Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú. Decana de América

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA

**ACTA DE SUSTENTACIÓN DE TESIS PARA OPTAR EL
TÍTULO PROFESIONAL DE LICENCIADO EN FÍSICA**

Siendo las 17:00 horas del jueves 16 de enero del 2020, en el Salón de Grados de la Facultad de Ciencias Físicas (Auditorio 109), bajo la Presidencia del Mg. Máximo Hilario Poma Torres (Presidente), Dr. Raúl Félix Carita Montero (Miembro), Dr. Jorge Aurelio Bravo Cabrejos (Asesor), Mg. Pablo Mendoza Hidalgo (Co-Asesor) y, el Dr. Walter Flores Vega (Suplente), se dio inicio a la Sesión Pública de Sustentación de Tesis para la Licenciatura en Física, mediante la Modalidad M1, del Bachiller:

RODRIGUEZ ESTELA, JEAN CARLOS

Dando lectura al Resumen del Expediente, el Presidente del Jurado, invitó al Bachiller Rodriguez Estela, Jean Carlos a realizar una exposición de Trabajo de Tesis titulada: "Validación de los parámetros del flujo neutrónico determinado por el método de doble monitor desnudo mediante la determinación de la sección eficaz de captura de ^{98}Mo en el reactor RP-10".

Concluida la exposición del candidato y luego de las preguntas de rigor por parte del Jurado, el Presidente, invitó al Bachiller y al público a abandonar momentáneamente la Sala de Sesión, para dar paso a la deliberación y calificación por parte del Jurado.

Al término de la deliberación del Jurado el Mg. Máximo Hilario Poma Torres, invitó al candidato y al público a pasar a la Sala de Sesión, para dar lectura al resultado de la deliberación. Ha obtenido la calificación de:

Sobresaliente
(MENCIÓN)

19
(NÚMERO)


Diecinueve
(LETRAS)

Finalmente, el Presidente del Jurado, propone al consejo de la Facultad que se le declare Licenciado en Física al Bachiller Rodriguez Estela, Jean Carlos. Siendo las *18:20 hrs* horas, se levanta la Sesión.


Mg. Máximo Hilario Poma Torres
PRESIDENTE


Dr. Raúl Félix Carita Montero
MIEMBRO


Dr. Jorge Aurelio Bravo Cabrejos
ASESOR


Mg. Pablo Mendoza Hidalgo
CO-ASESOR

Dr. Walter Flores Vega
SUPLENTE

A mis queridos padres: Rosa y Luis,
a mis hermanos y sobrinos,
a mis queridos abuelos.

Agradecimientos

Me gustaría expresar mi profunda gratitud al Dr. Jorge A. Bravo C. por la motivación, paciencia y permanente asistencia incondicional a lo largo de toda mi carrera, además por la asesoría para la presente investigación. Asimismo, agradecer a MSc. Pablo A. Mendoza H. por el entusiasmo, asesoría externa y la gestión necesaria para la realización experimental en el reactor RP-10 del Centro Nuclear Oscar Miró Quesada de la Guerra (RACSO).

Quisiera continuar estas líneas de agradecimiento a los colegas del Laboratorio de Técnicas Analíticas (TEAN) del Centro Nuclear que me apoyaron y generosamente transmitieron sus experiencias y conocimientos. Mi gratitud en especial a MSc. Patricia S. Bedregal S., Marco S. Ubillus N. y Lic. Victor R. Poma Ll. por el recibimiento incondicional y las mediciones realizadas en su laboratorio. También agradecer al Ing. Manuel A. Zegarra V. por el apoyo en los resultados de los parámetros obtenidos por simulación MCNP.

Finalmente, agradecer al Instituto Peruano de Energía Nuclear (IPEN) por las facilidades prestadas para la realización de la presente investigación en el Centro Nuclear Oscar Miró Quesada de la Guerra (RACSO) y a CONCYTEC por financiar el proyecto postdoctoral (convenio de gestión 024-2013).

ÍNDICE GENERAL

Lista de tablas	v
Lista de figuras	viii
RESUMEN	xii
ABSTRACT	xiii
INTRODUCCIÓN	xiv
CAPÍTULO 1 – Fundamento teórico	1
1.1. Reacciones nucleares	1
1.2. Sección eficaz y camino libre medio	3
1.3. Actividad de una sustancia radiactiva	7
1.3.1. Ecuación de activación con neutrones	8
1.3.2. Tasa de activación de un monitor	9
1.3.3. Ecuación general de tasa de activación	12
1.4. Espectro neutrónico de un reactor nuclear	13
1.4.1. Componente térmica	14
1.4.2. Componente epitérmica	21
1.4.3. Componente rápida	24
1.5. Caracterización del espectro neutrónico	25
1.5.1. Convención de Högdahl	26
1.5.2. Extensión de la convención de Högdahl	28
1.5.3. Autoapantallamiento del monitor	32
 CAPÍTULO 2 – Métodos experimentales	 33
2.1. Método de diferencia de cadmio	33
2.2. Método de doble monitor	36
2.3. Metodología de cálculo de la sección eficaz de captura	41
2.3.1. Ciclo de convergencia del parámetro h	44
 CAPÍTULO 3 – Procedimiento experimental	 46
3.1. Configuración del núcleo del reactor RP-10	46
3.2. Procedimiento operativo	49
3.2.1. Procedimiento operativo I	50
3.2.2. Procedimiento operativo II	54
3.2.3. Procedimiento operativo III	57
3.3. Sistema de medición por espectrometría gamma de alta resolución	58

CAPÍTULO 4 – Resultados y discusión	71
4.1. Perfil de flujo neutrónico	71
4.2. Comparación de los flujos neutrónicos	75
4.3. Sección eficaz de captura de ^{98}Mo y parámetro α	77
4.4. Optimización de la producción del radioisótopo ^{99}Mo	79
 CAPÍTULO 5 – Conclusiones y sugerencias	 92
 APÉNDICES	 94
 BIBLIOGRAFÍA	 123
 ANEXO I: Informe de análisis de aluminio 1050	 127
 ANEXO II: Presentación del trabajo en eventos y artículos publicados en la tesis	 128

Lista de tablas

Tabla 3.1. Datos y constantes nucleares de ^{63}Cu y ^{197}Au en forma de alambre los cuales fueron encontrados en [24], [25] y [12].	51
Tabla 3.2. Datos y constantes nucleares de ^{197}Au en forma de hojuela	53
Tabla 3.3. Datos y constantes nucleares de ^{197}Au , ^{63}Cu y ^{98}Mo en forma de alambre los cuales fueron tomados de [24], [25], [12] y [31].	55
Tabla 3.4. Coeficientes obtenidos del ajuste exponencial de orden 3 para la distancia de 119 <i>mm</i> .	64
Tabla 3.5. Eficiencia del pico a energía completa de los radioisótopos usados para la distancia de 119 <i>mm</i> .	65
Tabla 3.6. Eficiencia del pico a energía completa para diferentes energías a la distancia de 119 <i>mm</i> .	65
Tabla 3.7. Coeficientes obtenidos del ajuste exponencial de orden 3 para la distancia de 239 <i>mm</i> .	66
Tabla 3.8. Eficiencia del pico a energía completa de los radioisótopos usados para la distancia de 239 <i>mm</i> .	67
Tabla 4.1. Flujos neutrónicos para cada posición en la espada G1 con sus incertidumbres relativas.	72
Tabla 4.2. Flujos térmico y epitérmico en la posición 7 de la espada G1 con sus incertidumbre relativas.	74
Tabla 4.3. Comparación de flujo neutrónico entre la posición 5 en la espada G1 y su equivalente en la posición 2B de la espada G2 con sus respectivas	75

incertidumbres.

Tabla 4.4. Sección eficaz de captura de ^{98}Mo en cada posición de la espada con sus incertidumbres relativas usando reflector de berilio.	78
Tabla 4.5. Comparación de la sección eficaz de captura de ^{98}Mo con los resultados de la literatura. Donde $D(\%)$ es la desviación de los valores reportados con respecto al valor reportado en este trabajo.	79
Tabla 4.6. Flujo neutrónico para cada posición en la espada A1 con sus incertidumbres relativas usando reflector de berilio usando reflector de berilio.	82
Tabla 4.7. Sección eficaz de captura de ^{98}Mo en cada posición de la espada con sus incertidumbres relativas usando reflector de grafito.	83
Tabla 4.8. Flujo neutrónico para cada posición en la espada A2 con sus incertidumbres relativas usando reflector de grafito.	84
Tabla 4.9. Actividad de saturación específica y parámetro de mérito con sus incertidumbres realtivas.	91
Tabla A.1. Constantes nucleares usadas para el cálculo de la eficiencia.	114
Tabla A.2. Datos experimentales de las fuentes patrones para la posición de conteo 119 mm.	115
Tabla A.3. Datos experimentales de las fuentes patrones para la posición de conteo 239 mm.	116
Tabla A.4. Datos experimentales de los alambres de Au-Cu de la experiencia 1 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 7200 \text{ s}$.	117

Tabla A.5. Datos experimentales de las hojuelas de Au de la experiencia 2 118
cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 7200$ s.

Tabla A.6. Datos experimentales de los alambres de Au-Cu de la 118
experiencia 3 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 6840$ s.

Tabla A.7. Datos experimentales de los alambres de Mo bajo Cd de la 119
experiencia 4 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 1248$ s.

Tabla A.8. Datos experimentales de los alambres de Mo desnudo de la 119
experiencia 5 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 10800$ s.

Tabla A.9. Datos experimentales de los alambres de Au-Cu de la 120
experiencia 6 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 5700$ s.

Tabla A.10. Datos experimentales de los alambres de Mo bajo Cd de la 120
experiencia 7 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 10860$ s.

Tabla A.11. Datos experimentales de los alambres de Mo desnudo de la 121
experiencia 8 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 5760$ s.

Lista de figuras

Figura 1.1. Representación esquemática de la definición de flujo neutrónico	3
Figura 1.2. Densidad neutrónica en función de la energía (línea negra continua) en un reactor nuclear. La línea punteada es el caso cuando se produce absorción por resonancia	13
Figura 1.3. Data experimental y simulación de la sección eficaz total y de captura del ^{181}Ta donde se observa los picos de resonancia en la región epitérmica. Fuente. Datos tomados de Chadwick (2011) [21].	24
Figura 2.1. Sección eficaz total para neutrones del nucleido ^{113}Cd en función de la energía del neutrón. Fuente. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].	33
Figura 2.2. La sección eficaz total para neutrones del nucleido ^{197}Au en función de la energía del neutrón. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].	35
Figura 2.3. La sección eficaz total para neutrones del nucleido ^{63}Cu en función de la energía del neutrón. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].	37
Figura 2.4. Integral de resonancia efectiva en función del parámetro de forma α a) del nucleido ^{197}Au y b) de los nucleidos ^{63}Cu y ^{98}Mo .	40
Figura 2.5. La sección eficaz total para neutrones del nucleido ^{98}Mo en función de la energía del neutrón. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].	43
Figura 2.7. Parámetros h_1 y h_2 en función del parámetro de forma α para $\sigma_0 = 137 \text{ mb}$.	45

Figura 3.1. Configuración del núcleo N°44 del reactor RP-10	46
Figura 3.2. Ubicación de las espadas (raya púrpura y rojo) en el núcleo del reactor	47
Figura 3.3. Esbozo de la espada dentro de su caja de irradiación y distancias con respecto al reflector de berilio (bloque de berilio) expresadas en <i>mm</i> .	48
Figura 3.4. a) Esquema de las posiciones de los monitores en las espadas G1 y G2. b) Esquema de las posiciones laterales de 7C. c) Esquema de las posiciones laterales de 2B.	50
Figura 3.5. Hojuelas de Au de alta pureza, una dentro del cobertor de Cd y la otra sola.	52
Figura 3.6. Relación en términos de distancia entre los monitores en las espadas A1, A2 y A3, y la zona activa establecida en el elemento combustible.	54
Figura 3.7. Acondicionamiento de los monitores.	56
Figura 3.8. Configuración estructural del sistema de espectrometría gamma de alta resolución el cual consta de A: termo criogénico de nitrógeno líquido; B: Detector semiconductor de GeHp y C: portamuestra fabricado en material 3 D (ABS).	59
Figura 3.9. Vista esquemática del portamuestra con posiciones de medición y distancia respecto al detector expresada en <i>mm</i> .	61
Figura 3.10. Eficiencia del pico a energía completa calculada para la distancia de 119 mm.	63

- Figura 3.11. Eficiencia del pico a energía completa calculada para la distancia de 239 mm. 66
- Figura 3.12. Espectro gamma del alambre de la aleación Au-Cu en escala semilogarítmica donde se observa los picos característicos de los radioisótopos ^{198}Au y ^{64}Cu cuyas energías gamma remarcadas son 411.8 keV y 511 keV, respectivamente. 67
- Figura 3.13. a) Transiciones gammas de ^{198}Hg para energías menores a 1.5 MeV donde se remarca la transición gamma de energía 411 keV y b) transiciones gammas de ^{64}Ni para energías menores a 1.1 MeV donde solo se observa la transición gamma de energía 1345 keV. Fuente. Esta figura fue tomada del IAEA-Nuclear Data Section (2009-2019) [34]. 68
- Figura 3.14. Espectro gamma del alambre de Mo en escala semilogarítmica donde se observa los picos característicos del radioisótopo ^{99}Mo cuya energía gamma remarcada es 739.5 keV. 69
- Figura 3.15. Transiciones gammas de ^{99}Tc para energías menores a 1 MeV donde se remarca la transición gamma de energía 739.5 keV. Fuente. Esta figura fue tomada del IAEA-Nuclear Data Section (2009-2019) [34]. 70
- Figura 4.1. Perfil de flujo neutrónico entre las posiciones CI-E4 y A-023 del núcleo del reactor RP-10. a) Flujo térmico y b) flujo epitérmico calculados usando el método de doble monitor desnudo. 71
- Figura 4.2. a) Flujo térmico y b) flujo epitérmico en la posición 7 de la espada G1 en dirección lateral. 73
- Figura 4.3. El parámetro h en función de α . Las curvas punteadas azul y verde corresponden a los monitores Au-Cu y Mo con y sin cobertor de Cd, respectivamente. 77

- Figura 4.4. Perfil de flujo neutrónico en la posición G6 del núcleo del reactor RP-10. a) Flujo térmico y flujo epitérmico calculados usando el método de doble monitor desnudo considerando el parámetro α . 81
- Figura 4.5. Perfil de flujo neutrónico en la posición G6 del núcleo del reactor RP-10. a) Flujo térmico y b) flujo epitérmico usando reflector de berilio (círculos rojos) y grafito (círculos azules). 86
- Figura 4.6. Tasa de activación usando reflector de berilio (círculos rojos) y reflector de grafito (círculos azules) a) de los monitores desnudos y b) monitores bajo Cd. 88
- Figura 4.7. Parámetro de mérito χ experimental en función de las posiciones de los monitores. 89
- Figura 4.8. Actividad de saturación específica esperada en la facilidad de irradiación G6 en función de la razón de flujo térmico y epitérmico (f) para los valores de α promedio obtenidos usando berilio y grafito como reflector. 90

RESUMEN

Se ha implementado el método de doble monitor desnudo para determinar los parámetros de los flujos neutrónicos térmico y epitérmico en el reactor RP-10 del Centro Nuclear de Huarangal empleando la aleación de Au (1.55 %)-Cu como monitor de flujo. El método aplicado minimiza las dificultades técnicas que presentan métodos como el de diferencia por cadmio, simplificando el análisis y procesamiento de datos experimentales. Se determina los flujos neutrónico térmico y epitérmico en la posición central del núcleo del reactor RP10 en una sola irradiación, para una potencia de 1 kW, obteniendo una diferencia relativa menor al 4% respecto al formalismo de Westcott.

Con la finalidad de validar la metodología propuesta, se determina la sección eficaz de captura de la reacción nuclear $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$ mediante el método de intercepción de la razón de flujos térmico y epitérmico, calculando el factor de comportamiento no ideal de flujo epitérmico (α) para cada posición de los monitores. Los factores de corrección de autoapantallamiento térmico y epitérmico e índice de flujo epitérmico (α) fueron considerados, obteniendo un valor promedio para la sección eficaz de captura de la reacción nuclear $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$ de $134.0 \pm 4.6 \text{ mb}$ con una diferencia relativa menor que 3% respecto al valor aceptado de la bibliografía.

Palabras claves: flujo neutrónico, método de doble monitor, formalismo de Westcott, factores de autoblandaje.

ABSTRACT

The bare double monitor method has been implemented to determine thermal and epithermal neutron flux parameters in the RP-10 reactor at the Huarangal Nuclear Center using the Au (1.55%)-Cu alloy as flux monitor. The applied method minimizes the technical difficulties presented by methods such as difference by Cd; simplifying the analysis and processing of experimental data. The thermal and epithermal neutron fluxes were determined at the central position of the RP-10 reactor core in a single irradiation, for a power of 1 kW, obtaining a relative difference less than 4% with respect to Westcott's formalism.

In order to validate the proposed methodology, the capture cross-section was determined for ^{98}Mo (n, γ) ^{99}Mo nuclear reaction using Au (1.55%)-Cu monitors using the thermal-to-epithermal flux ratios interception, calculating the non-ideal behavior factor of epithermal flux (α) at each position of the monitors. That facility of irradiation was previously characterized by the bare double monitor method. The correction factors of thermal and epithermal self-shielding and epithermal flux index (α) were considered, obtaining an average for the capture cross-sections of the ^{98}Mo (n, γ) ^{99}Mo nuclear reaction of $134.0 \pm 4.6 \text{ mb}$ with a relative difference of less than 3% with respect to the accepted value of the bibliography.

Keywords: neutron flux, double monitor method, Westcott's formalism, self-shielding factors.

INTRODUCCION

El estudio del flujo neutrónico de un reactor nuclear de investigación está intimamente ligado a la producción de radioisótopos y a la óptima utilización del reactor. El término “flujo neutrónico” involucra tres componentes: térmico, epitérmico y rápido. Esta última componente se soslayará en el presente trabajo dado que su medición involucra interacciones especiales denominadas reacciones umbrales [1]. Asimismo, el desarrollo teórico y experimental que se mostrará en este trabajo es referido en el ámbito de reactores nucleares térmicos; excluyéndose el caso de reactores nucleares rápidos.

Entre los métodos más empleados para determinar el flujo neutrónico se cuenta con el formalismo de Westcott [2, 3], consistente en irradiar un monitor desnudo y otro bajo cubierta de cadmio de 1 mm de espesor que absorbe los neutrones de energías menores a 0.55 eV.

El monitor de mayor empleo para tal instancia es el Au que ofrece una diversidad de ventajas tales como: un alto grado de pureza isotópica, una alta sección transversal eficaz térmica (98.65 b) para la reacción nuclear $^{197}\text{Au} (n, \gamma) ^{198}\text{Au}$ y un periodo de semidesintegración conveniente de 2.695 días. Sin embargo, su desventaja irónicamente radica en su alta tasa de activación que implica tener que trabajar con minimas cantidades de masa (especialmente en experimentos de activación de largo plazo), requiriendo largos tiempos de decaimiento antes de poder usarlo nuevamente para medir correctamente la actividad del ^{198}Au en una medición sucesiva.

Como alternativa se puede disminuir el nivel de potencia del reactor. No obstante, esto limita los experimentos siendo un serio problema para cuando se determina el flujo neutrónico a la misma potencia que las muestras que se irradian habitualmente a una potencia térmica superior a 100 kW. Asimismo, su aplicación implica también una disconformidad experimental por la necesidad de usar dos operaciones de irradiación simultáneas o ubicar monitores desnudos alejados de los demás bajo Cd a fin de evitar la perturbación de Cd al campo neutrónico.

Una alternativa a esta problemática reside en emplear una aleación de Au-Cu [4] como monitor de flujo aplicando el “método de doble monitor desnudo”. Esta metodología de usar la aleación Au-Cu aplicando el método de doble monitor desnudo fue inicialmente desarrollada en el reactor RA-6 del Centro Atómico de Bariloche. Su aplicación sólo requiere de una operación de irradiación sin necesidad de emplear cubierta de cadmio con la ventaja adicional de realizar la medición de la actividad de cada isótopo, ^{198}Au y ^{64}Cu , simultáneamente. Mediante esta metodología se mejora el desarrollo experimental simplificando los datos de entrada a comparación del método clásico de diferencia de Cd.

Esta alternativa se diferencia del método de “monitor dual” propuesto por H. Yücel y M. Karadag [5] por que ellos utilizan distintas facilidades de irradiación asumiendo un campo neutrónico equivalente para irradiación con y sin cobertor de cadmio. Produciéndose la necesidad de monitorear diferentes facilidades de irradiación y como resultado obteniéndose un mayor cálculo computacional respectivo.

Existen otras metodologías alternativas para caracterizar el flujo neutrónico tal como el trabajo de J. Choon [6], el cual usa el formalismo de Westcott para determinar los parámetros neutrónicos como temperatura neutrónica e índice epitérmico usando monitores en forma de láminas de Lu, Mn y Au. Sin embargo, este método no incluye la evaluación del parámetro de comportamiento no ideal del flujo epitérmico, denominado parámetro de forma α , de gran influencia en el cálculo de la integral de resonancia del ^{98}Mo generalmente determinado por el método paramétrico k_0 [7, 8].

Con la finalidad de validar la metodología propuesta para determinar el flujo neutrónico, se determina la sección eficaz de captura σ_0 para la reacción nuclear $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$ de vital importancia en el área de la medicina nuclear por ser ^{99}Mo el precursor del ^{99m}Tc , el radioisótopo más empleado en el diagnóstico por imágenes a nivel mundial.

Según M. Blaauw *et al.* [9], el ^{99}Mo alcanza una mayor actividad específica para valores de $\alpha < 0$ y razón de flujo térmico/epitérmico de $f = 10$ lo que supone una correlación entre los parámetros α , f y la sección eficaz de ^{98}Mo ; y conocer cómo están relacionados es importante para futuras aplicaciones, considerando que la producción de ^{99m}Tc depende directamente de su precursor, ^{99}Mo .

Ironicamente, si bien el ^{99m}Tc es de amplio uso en el ámbito de la medicina nuclear a nivel mundial, la sección eficaz de captura del ^{98}Mo es aún uno de los valores de mayor discrepancia, encontrándose en la literatura científica un amplio rango de valores reportados, desde 0.130 b [10] hasta 0.144 b [11] siendo los valores de $(0.137 \pm 0.005) \text{ b}$ y $(0.131 \pm 0.0023) \text{ b}$ dados por S. Mughabghab [12] y F. De Corte [13] como los de mayor aceptación.

Entre los diversos métodos empleados para determinar la sección eficaz de captura del ^{98}Mo podemos citar el trabajo de A. El Abd [14] consistente en irradiar alambres de Mo en dos facilidades de irradiación. Luego, con los valores de α y f predeterminados se procede al cálculo de la sección eficaz. Este método es correcto si ambas facilidades disponen de un mismo campo neutrónico (distribución del flujo neutrónico e intensidad del mismo); caso contrario se puede inducir a un cálculo erróneo en la determinación de los valores de la sección eficaz de captura e integral de resonancia.

En el presente trabajo se propone el método de monitor dual desnudo [4] para determinar el perfil del flujo neutrónico del reactor RP-10 considerando el parámetro de comportamiento no ideal del flujo epitérmico, para luego calcular en forma conjunta el parámetro α y la sección eficaz de captura del ^{98}Mo como corolario de la propuesta mencionada.

CAPÍTULO 1

FUNDAMENTO TEÓRICO

El neutrón no es una partícula fundamental porque está constituido por tres partículas fundamentales llamadas quarks. Las características del neutrón son: una masa igual a $1.675 \times 10^{-24} g$, no tiene carga eléctrica ($< 10^{-8}e$, donde e es la carga eléctrica del electrón), espín intrínseco de $\frac{1}{2}$, momento dipolar magnético de $-0.966 \times 10^{-26} J/T$ [15] y la vida media del neutrón libre por *decaimiento beta negativo* es alrededor de $880 - 884 s$ de acuerdo a F. Wietfeldt y G. Greene [16]. El neutrón libre se desintegra en un protón, un electrón y un antineutrino de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e + Q \quad (1.1)$$

Donde Q es la energía liberada en la reacción y $\bar{\nu}_e$ es el antineutrino, de masa no nula próxima a cero, cuya existencia es necesaria para que se cumplan las leyes de la física como las leyes de la conservación de la energía, del momento lineal y del momento angular. En lo siguiente se describirán algunos conceptos básicos relacionados a las propiedades físicas del neutrón. Se recomienda al lector los libros de K. Beckurts y K. Wirtz [15] y A. Travesi [17] para una ampliación de cada tema desarrollado en este capítulo.

1.1. Reacciones nucleares

La reacción típica donde un proyectil o partícula x interactúa con un núcleo X para producir el núcleo Y y la partícula y , se puede expresar por la siguiente notación:

$$x + X \rightarrow Y + y \quad (1.2)$$

O usando la notación de Bethe, se puede escribir como $X(x,y)Y$. Esta reacción puede producir más de una partícula o producir una partícula de la misma naturaleza que la incidente.

Si en el proceso se mantiene el principio de la conservación de la energía cinética, entonces la suma de las energías cinéticas de la partícula y núcleo es preservada, antes y después de la reacción $X(x, x)X$, el proceso se llama *dispersión elástica*.

Por otro lado, si no se mantiene la conservación de la energía cinética, el núcleo resultante puede quedar en un estado excitado después de la reacción. Este proceso es llamado *dispersión no elástica* o *dispersión inelástica*. Cabe resaltar que estas reacciones no solo involucran a partículas incidentes como neutrones sino a otras partículas, en general.

Cuando la partícula incidente es un neutrón y el núcleo resultante es distinto del núcleo original, y frecuentemente es un núcleo en un estado excitado o radiactivo, a estas reacciones se les denomina *reacciones nucleares de transmutación*. Por ejemplo, si la partícula emitida es un protón, la reacción nuclear es representada como $X(n, p)Y$.

Sin embargo, si la partícula emitida es un fotón gamma, la reacción se denomina *reacción neutrón-gamma* o *reacción de captura* de neutrones. En esta reacción, el núcleo resultante es un isótopo radiactivo del mismo núcleo original. Este tipo de reacciones se representan como ${}^A_ZX(n, \gamma){}^{A+1}_ZX$ y tienen un papel importante en el análisis por activación neutrónica (AAN).

No obstante, hay otras reacciones donde el núcleo original puede dividirse en dos o más núcleos de masas menores. A este tipo de reacción se le denomina *reacción nuclear de fisión* y se representa como (n, f) . En este caso los núcleos resultantes llamados fragmentos de fisión o productos de fisión son altamente radiactivos; no son isótopos estables y decaen mediante cadenas de desintegración. Por ejemplo, la fisión de ${}^{235}\text{U}$ puede emitir entre 2 y 3 neutrones, siendo en promedio 2.44 neutrones por colisión, adicionalmente a los fragmentos resultantes. Si estos neutrones colisionan con los núcleos de ${}^{235}\text{U}$ vecinos pueden estimular una fisión de estos núcleos e iniciar una reacción nuclear en cadena. Esta reacción en cadena es la base medular de un reactor nuclear. A su vez, si los átomos de uranio continúan fisionándose, la reacción genera una significativa cantidad de energía

en forma de calor. Este calor generado por las reacciones en cadena es recolectado y usado para generar energía eléctrica en los reactores nucleares de potencia.

En contraste a esta reacción de fisión tenemos la reacción nuclear de fusión, donde dos o más núcleos ligeros se unen para formar un núcleo más masivo. Adicionalmente, esta reacción es acompañada por emisión de partículas e involucra la liberación de una enorme cantidad de energía cinética. Un buen ejemplo de reacción nuclear de fusión es la fusión de los isótopos deuterio (2H) y tritio (3H) para formar helio (4He) y un neutrón de aproximadamente 14 MeV:



1.2. Sección eficaz y camino libre medio

En esta sección nos enfocaremos en una reacción nuclear inducida por neutrones, por lo que es necesario definir el concepto de *flujo de neutrones* ya que éste está íntimamente relacionado con la sección eficaz. El flujo de neutrones es definido como el número de neutrones que atraviesan la superficie de una esfera de área transversal máxima igual a 1 cm^2 por unidad de tiempo.

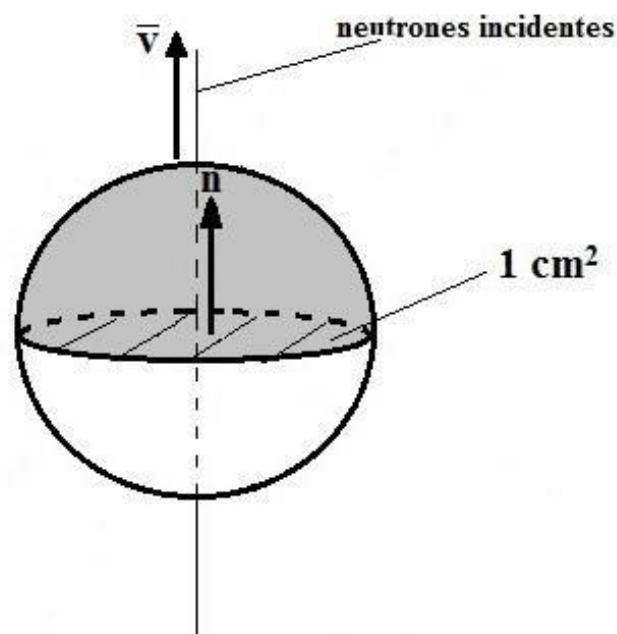


Figura 1.1. Representación esquemática de la definición de flujo neutrónico.

En la Figura 1.1 se muestra esquemáticamente la definición de flujo de neutrones donde la línea continua representa las trayectorias de los neutrones que atraviesan la superficie de la esfera desde cualquier dirección por unidad de tiempo y, por tanto, al círculo cuya área es igual 1 cm^2 .

Cabe remarcar que el término *flujo* se refiere a neutrones provenientes de todas las direcciones, los cuales se dirigen a la muestra, a diferencia del término de *intensidad de haz* el cual se refiere a neutrones que interactúan con la muestra desde una sola dirección.

Para continuar es necesario definir *monitor del flujo neutrónico* o simplemente *monitor de flujo*. “Un detector que mida el flujo neutrónico durante la activación de las muestras se llama monitor de flujo neutrónico” (Travesi, 2011, p.76) [17]. Los monitores de flujo son generalmente materiales metálicos en diferentes geometrías: hojuelas, alambres, pastillas, etc., “cuya actividad inducida es proporcional al flujo neutrónico recibido” (Travesi, 2011, p.76) [17]. El concepto de actividad será definido en el sub capítulo 1.3.

Sea un monitor de flujo de volumen V y que contiene N_0 núcleos atómicos de cierto nucleido. Además, este monitor fue irradiado en un flujo neutrónico ϕ por un determinado tiempo. Entonces, el número de reacciones nucleares producidas por cm^3 y por unidad de tiempo es igual al ritmo de reacciones por átomo o la *tasa de activación específica* R multiplicada por la densidad de núcleos atómicos N' , donde N' es el número de núcleos atómicos por unidad de volumen, de cierto nucleido en el material irradiado; es decir:

$$\frac{\# \text{ de reacciones nucleares}}{\text{cm}^3 \text{ s}} = RN' \quad (1.3)$$

Por otro lado, esta cantidad es proporcional al número de neutrones incidentes por unidad de tiempo, $\phi \times 1 \text{ cm}^2$, que interaccionan con los nucleidos del monitor, multiplicado por cierta probabilidad de que la partícula incidente reaccione con estos nucleidos y produzca la reacción nuclear. Esta probabilidad es igual $\sigma/1 \text{ cm}^2$ donde σ es la *sección eficaz microscópica* (microscopic cross-section, nombre en

inglés) por átomo irradiado. Entonces, el número de reacciones producidas en un volumen de 1 cm^3 durante un segundo es:

$$RN' = \frac{n.^{\circ} \text{ neutrones incidentes}}{s} \times \text{probabilidad de reacción} \times \frac{n.^{\circ} \text{ nucleidos}}{\text{cm}^3} \quad (1.4)$$

$$RN' = (\phi \times 1 \text{ cm}^2) \times \frac{\sigma}{1 \text{ cm}^2} \times N' \quad (1.5)$$

Donde el tercer término es la densidad de núcleos atómicos N' . Por lo tanto, la dimensión de la sección eficaz será de área (cm^2). El número de reacciones nucleares producidas por cm^3 y por unidad de tiempo es expresado así:

$$RN' = \sigma \phi N' \quad (1.6)$$

Generalmente, se expresa la sección eficaz en unidades de barn ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Una interpretación física de la sección eficaz es una sección transversal del núcleo que al ser atravesada por el neutrón produciría una reacción nuclear. Los valores de la sección eficaz dependen del núcleo irradiado, de la energía del neutrón y de la reacción nuclear producida. Los términos de la ecuación (1.6) son referidos para una posición particular \vec{r}_i en el monitor y una energía en particular E_j , es decir:

$$R(\vec{r}_i, E_j) N'(\vec{r}_i) = \sigma(\vec{r}_i, E_j) \phi(\vec{r}_i, E_j) N'(\vec{r}_i) \quad (1.7)$$

Recordar que N' es el número de núcleos atómicos por unidad de volumen (1 cm^3) donde N_0 es el número total de éstos presentes en el interior del monitor. Si se requiere conocer la información global de flujo, se tiene que integrar sobre todo el volumen del monitor y sobre todas las energías. Para tal caso se tendrá que usar la ecuación general de tasa de activación específica la cual será desarrollada en más detalle en el acápite de capítulo 1.3.3.

Hasta aquí solo se ha considerado un solo tipo de reacción nuclear que se ha definido por su respectiva sección eficaz; sin embargo, en general si el núcleo puede sufrir más de un tipo de reacción nuclear, se tendrá que considerar una sección eficaz para cada tipo de reacción nuclear posible. Por ejemplo, si las reacciones nucleares producidas fueran reacciones de captura y de fisión, se

tendría dos secciones eficaces, las cuales serían: sección eficaz microscópica de fisión y sección eficaz microscópica de captura de neutrones. La sección eficaz microscópica total puede definirse como la suma de todas las secciones eficaces microscópicas parciales.

$$\sigma_T(E) = \sum_{i=1}^{i=k} \sigma_i(E) \quad (1.8)$$

Donde $\sigma_i(E)$ es la sección eficaz microscópica de la i -ésima reacción nuclear producida. La dependencia con la energía es para resaltar que cada sección eficaz de un tipo de reacción nuclear es definida para una misma energía E .

Frecuentemente, se usa otro término llamado sección eficaz macroscópica de dispersión, Σ , cuya dimensión es cm^{-1} y está relacionada con la sección eficaz microscópica según:

$$\Sigma = N' \sigma \quad (1.9)$$

Esta ecuación es valida para un único isótopo o elemento químico. En el caso general, la sección eficaz macroscópica de dispersión se representa así:

$$\Sigma = \sum_{i=1}^{i=n} \Sigma_i = \sum_{i=1}^{i=n} N'_i \sigma_i \quad (1.10)$$

Donde Σ_i es la sección eficaz macroscópica del i -ésimo isótopo o elemento químico, N'_i es el número de núcleos atómicos por unidad de volumen del i -ésimo isótopo o elemento químico y σ_i la sección eficaz microscópica del i -ésimo isótopo o elemento químico.

Adicionalmente, debemos entender el concepto de *camino libre medio* l (mean free path, nombre en inglés) del neutrón. El camino libre medio, cuya dimensión es la de longitud, se puede entender como la distancia promedio recorrida por el neutrón entre dos colisiones consecutivas con los núcleos del moderador y se demuestra (Beckurts y Wirtz, 1964, p.5) que es inversamente proporcional a la sección eficaz macroscópica:

$$l = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N' \sigma} \quad (1.11)$$

Esta ecuación es valida cuando el moderador contiene un solo elemento químico. Por ejemplo, el camino libre medio del neutrón termico $l_{(n,n)}$ para un moderador de agua es igual a 4.31 mm (Beckurts y Wirtz, 1964, p.105) [15]. Esta distancia $l_{(n,n)}$ será sumamente importante en la realización de las experiencias para optimizar la activación de ^{99}Mo .

Un parámetro importante a considerar es la *longitud de difusión* $[m]$ definido así:

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (1.12)$$

Donde D es el coeficiente de difusión y Σ_a es la sección eficaz de absorción macroscópica. La longitud de difusión representa la distancia promedio de penetración en un material. Por ejemplo, la longitud de difusión para berilio y grafito es 21.2 cm y 52.5 cm respectivamente (Beckurts y Wirtz, 1964, p.105) [15].

1.3. Actividad de una sustancia radioactiva

Se define la *actividad* como el número de desintegraciones por unidad de tiempo, la cual se expresa así:

$$A(t) = \lambda N(t) = -\frac{dN(t)}{dt} \quad (1.13)$$

Donde $N(t)$ es el número de radionucleidos sin decaer en el tiempo t y λ es la probabilidad de decaimiento por segundo. El número de radionucleídos $N(t)$ obedece a una relación exponencial así:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.14)$$

Donde N_0 es el número inicial de radionucleídos. La unidad de actividad correspondiente en el Sistema Internacional es el becquerel ($Bq = 1 \text{ desintegración/s}$).

Si la sustancia contiene más de un radionucleido, la actividad total será la suma de todas las actividades de todos los radionucleidos presentes, es decir:

$$A(t) = \sum_{i=1}^m \lambda_i N_i(t) \quad (1.15)$$

Donde λ_i es la probabilidad de decaimiento por segundo y N_i es el número del núcleos del i-ésimo radionucleidos, respectivamente.

1.3.1. Ecuación de activación con neutrones

La ecuación de activación con neutrones de un elemento X de número de protones Z y de número másico A, se expresa así:



Donde Q es la energía liberada en la reacción. También se puede expresar de acuerdo a la notación de Bethe como:



Supongamos que tenemos una muestra blanco pura de un nucleido ${}_Z^AX$, al cual llamaremos nucleido V, que se convierte en el nucleido ${}_Z^{A+1}X$, al cual llamaremos W. Dicho nucleido V está inmerso en un campo neutrónico homogéneo y constante en tiempo, donde se forman los nucleidos W a una tasa R por átomo y por unidad de tiempo; este parámetro es conocido como *tasa de activación* (será desarrollado con mayor profundidad en la siguiente sección). Entonces, la tasa de formación neta del nucleido radiactivo W por unidad de tiempo es igual a la tasa de formación de este nucleido menos su tasa de desintegración, es decir:

$$\frac{dN_W}{dt} = N_0 R - \lambda N_W, \quad N_W(0) = 0 \quad (1.18)$$

Donde N_0 es el número inicial de nucleidos V, que consideramos aproximadamente constante ($N_0 \gg N_W$). Desarrollando esta ecuación diferencial obtenemos:

$$N_W(t) = \frac{N_0 R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (1.19)$$

Nótese que para $t = 0$ no hay existencia de los nucleidos radiactivos W. Usando la definición de *actividad*, la ecuación (1.19) se expresa así:

$$A(t) = \lambda N_W(t) = N_0 R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (1.20)$$

Cuando la irradiación haya terminado luego de un tiempo de irradiación t_i , los nucleidos activados continuarán decayendo pero, ahora, sin generarse más de éstos debido a que la tasa de activación R es nula. Entonces, los núcleos activados obedecerán a la ley descrita en la ecuación (1.14), es decir:

$$A(t) = \lambda N_W(t_i) e^{-\lambda t} = N_0 R(1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t}, \quad t \geq 0 \quad (1.21)$$

Donde t es el tiempo transcurrido inmediatamente después de finalizar la irradiación.

1.3.2. Tasa de activación de un monitor

Para un flujo neutrónico constante en el tiempo, el monitor de flujo activable por la reacción (n, γ) se activa a ritmo constante en un tiempo de irradiación t_i obteniendo una actividad al final de la irradiación dada por, según la ecuación (1.20):

$$A(t_i) = N_0 R(1 - e^{-\lambda t_i}) \quad (1.22)$$

En general, este monitor activado emite fotones gammas característicos que son captados por un detector gamma semiconductor o de centelleo. La detección de los rayos gamma será discutida detalladamente en el sub capítulo 3.3.

Trascurrido un tiempo de espera o tiempo de decaimiento t_e apropiado, la actividad disminuye exponencialmente de acuerdo a la ecuación (1.21). El número de fotones, C_f , (área del fotopico) que se han emitido durante un tiempo de medición t_m es:

$$C_f = \int_0^{t_m} A(t_i) e^{-\lambda t_e} e^{-\lambda t} dt \quad (1.23)$$

Sin embargo, el número de fotones detectados no coincide con la ecuación (1.23) debido a que esta ecuación no considera las condiciones experimentales que conlleva tal medición. Por ejemplo, no considera el tiempo muerto en el cual el sistema de adquisición estuvo procesando los datos. La corrección por tiempo muerto de las cuentas registradas en cada fotopico se determinó así:

$$C_f = C_f^* + \frac{t_m - t_v}{t_m} C_f \quad (1.24)$$

Donde C_f es el área del fotopico si el tiempo muerto del sistema de adquisición fuera nulo, C_f^* es el área del fotopico obtenido durante el tiempo que el sistema estuvo activo, t_v es el tiempo vivo definido como el tiempo en que el sistema de adquisición estuvo activo almacenando los datos y t_m es el tiempo de medición prefijado. Entonces se define el tiempo muerto $t_d = t_m - t_v$ como el tiempo en que el sistema de adquisición no procesó datos para su almacenamiento en el rango de energía de la medición (ver espectro gamma de la Figura 3.11), y $\frac{t_m - t_v}{t_m}$ es la fracción de tiempo en que el sistema no almacenó datos en el rango de energía de la medición.

Después de realizar algunas operaciones algebraicas se obtiene las cuentas de fotones corregidas por tiempo muerto:

$$C_f - \frac{t_m - t_v}{t_m} C_f = C_f^* \quad (1.25)$$

$$\frac{t_v}{t_m} C_f = C_f^* \quad (1.26)$$

$$C_f = \frac{t_m}{t_v} C_f^* \quad (1.27)$$

Donde $\delta_c = \frac{t_m}{t_v}$ es el factor de corrección por el tiempo muerto del detector. Adicionalmente, se considera tres factores para el conteo de fotones y la ecuación (1.23) se expresa así:

$$\delta_c C_f^* F_a(E_\gamma) = \int_0^{t_m} A(t_i) e^{-\lambda t_e} e^{-t\lambda} dt \Gamma(E_\gamma) \varepsilon(E_\gamma) \quad (1.28)$$

Donde $\Gamma(E_\gamma)$ es el rendimiento gamma del isótopo comúnmente encontrado en tablas nucleares, $\varepsilon(E_\gamma)$ es la eficiencia de detección del pico a energía completa (full-energy peak detection efficiency, nombre en inglés) determinado mediante una evaluación semiempírica por fuentes patrones calibradas de radioisótopos con energías conocidas; la determinación de la eficiencia del detector será desarrollada en el sub capítulo 3.3.

Además, $F_a(E_\gamma) > 1$ es el factor de atenuación gamma en el monitor cuyo valor depende del número atómico Z del medio y de la energía del fotón. Este factor se define como el cociente de los números de rayos γ que deberían salir y los que realmente logran salir de la matriz del monitor. Por ejemplo, las fuentes patrones de calibración se encuentran en una matriz de aluminio siendo el factor de atenuación gamma $F_a(E_\gamma)$ ligeramente mayor a la unidad (ver Apéndice A.11). Sin embargo, los monitores usados no se encuentran en una matriz de aluminio. Para este último caso, el factor de atenuación gamma $F_a(E_\gamma)$ es próximo a la unidad. De esta manera, la tasa de activación, con los factores de corrección, se expresa así:

$$R = \frac{1}{N_0} \frac{C^* f F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda}{(1-e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_e}} \frac{\delta_c}{(1-e^{-\lambda t_m})} \quad (1.29)$$

Donde N_0 es el número total de átomos del nucleido, que se relaciona con su masa m por una regla de 3 simple, es:

$$N_0 = \frac{c m N_A \eta}{M_{Mol}} \quad (1.30)$$

Donde m es la masa del monitor, N_A es el número de Avogadro, c la concentración en masa del nucleido de interés, M_{mol} es la masa molar del nucleido y η es la abundancia isotópica molar del nucleido.

De las ecuaciones (1.29) y (1.30), obtenemos la tasa de activación en función de los parámetros medibles.

$$R = \frac{M_{Mol}}{c m N_A \eta} \frac{C^* f F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda}{(1-e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_e}} \frac{\delta_c}{(1-e^{-\lambda t_m})} \quad (1.31)$$

Asimismo, se define la *actividad de saturación específica* (cuya unidad en el Sistema Internacional es Bq/Kg) así:

$$A_s = \frac{N_0 R}{m_n} \quad (1.32)$$

Donde N_0 es el número inicial de nucleidos radiactivos, R es la tasa de activación calculada usando la ecuación (1.31) y $m_n = m c$ es la masa del nucleido. La propagación de la incertidumbre de la tasa de activación R y de la actividad de saturación específica A_s determinado a partir de parámetros medibles será desarrollada en el Apéndice A.3.

1.3.3. Ecuación general de la tasa de activación

La tasa de activación o ritmo de activación específica de un monitor de flujo, R , es medida experimentalmente en una facilidad de irradiación con lo cual obtenemos información integral del flujo de neutrones.

La ecuación general de la tasa de activación específica R [*reacciones*/*s átomo*], la cual se obtiene integrando la ecuación (1.7) sobre todo el volumen del monitor y todo el rango de energías, es:

$$R = \frac{\int_V dV \int_0^\infty n(\vec{r}) \psi(\vec{r}, E) \sigma(E) dE}{N_0} \quad (1.33)$$

Donde V es el volumen del monitor, $\psi(\vec{r}, E)$ es el flujo de neutrones por unidad de intervalo de energía en la posición \vec{r} dentro del monitor, $\sigma(E)$ es la sección eficaz microscópica de captura del nucleido, $n(\vec{r})$ es el número de núcleos del nucleido por unidad de volumen y N_0 es el número total de éstos en el monitor.

Para especificar el flujo en la integral es necesario conocer su dependencia energética y espacial dentro del monitor que en principio se desconoce. La dependencia espacial puede minimizarse o despreciarse, y la dependencia energética generalmente es desconocida.

Si consideramos que el flujo de neutrones es homogéneo en la muestra, entonces la tasa de activación R está dada por:

$$R = \int_0^{\infty} \psi(E)\sigma(E)dE = \int_0^{\infty} \psi'(v)\sigma(v)dv \quad (1.34)$$

Donde v es la rapidez del neutrón y $\psi'(v) = \psi(E(v)) \frac{dE}{dv}$. Antes de continuar desarrollando la integral de la ecuación (1.34) debemos definir las componentes del flujo neutrónico en un reactor nuclear.

1.4 – Espectro neutrónico en un reactor nuclear

Los reactores nucleares se pueden considerar como una gran fuente de neutrones producida por la fisión del combustible nuclear, el cual puede ser ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U y ^{239}Pu , como resultado de una reacción en cadena autosostenible. Una de las aplicaciones de los neutrones producidos en el reactor nuclear es el análisis por activación neutrónica. Mayoritariamente el proceso de fisión en un reactor térmico se realiza con neutrones de baja energía (con valor más probable de 0.0253 eV); por lo tanto, es necesario reducir la energía de los neutrones de fisión mediante colisiones elásticas con materiales de bajo número atómico (moderadores). En el reactor RP-10 de Huarangal se emplea como combustible nuclear U enriquecido en ^{235}U al 20% y agua liviana desmineralizada como moderador.

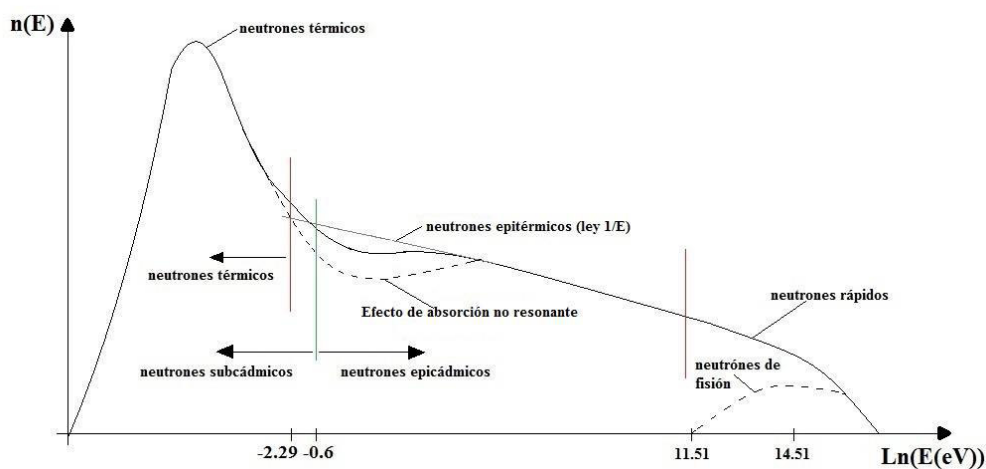


Figura 1.2. Densidad neutrónica en función de la energía (línea negra continua) en un reactor nuclear térmico. La línea punteada es el caso cuando se produce absorción por resonancia.

Dentro de un reactor térmico la distribución típica de los neutrones en función de la energía es mostrada en la Figura 1.2. En esta figura se observa cualitativamente la distribución de los neutrones en función de su energía cinética en el núcleo de un reactor térmico; sin embargo, esta descripción general puede variar para cada reactor, incluso, variar para cada posición del núcleo del reactor debido a los efectos de moderación, escape y captura de neutrones por resonancia.

La distribución de los neutrones en función de la energía en el núcleo del reactor se divide en tres componentes principales: componente térmica, componente epitérmica y componente rápida; tal como se observa en la Figura 1.2, cuyas propiedades son descritas a continuación.

1.4.1. Componente térmica

En esta región del espectro neutrónico, los neutrones de fisión están en equilibrio térmico con el medio después de haber sufrido varias colisiones con el moderador. Estos neutrones son llamados neutrones térmicos, los cuales se encuentran en el rango de energía entre 0 a $\mu\kappa T$, donde $\mu\kappa T$ es una energía umbral, κ es la constante de Boltzmann, T es la temperatura asociada con la distribución de rapidez de Maxwell-Boltzmann y μ es una constante empírica cuyo valor es 4.5 para un moderador de agua liviana como es el caso del reactor RP-10.

Sin embargo, existen también los llamados *neutrones subcádmicos* los cuales están comprendidos en el rango de energía entre 0 a 0.55 eV y son llamados subcádmicos debido a que la energía límite 0.55 eV corresponde a la energía de corte de cadmio.

Generalmente, los neutrones térmicos y neutrones subcádmicos son considerados equivalentes porque en la práctica se usa un cobertor de Cd para discretizar la componente térmica de la componente epitérmica. Sin embargo, esto genera un ligero error en el cálculo de los valores de los flujos neutrónicos. Por lo tanto, se corregirá la penetración del cobertor de cadmio por los neutrones subcádmicos para obtener el verdadero valor de neutrones epitérmicos usando el código de

transporte de N-partículas de Monte Carlo (MCNP, siglas en inglés de Monte Carlo N-Particle). El código MCNP es un programa que simula procesos nucleares, el cual está escrito en Fortran 90.

Los neutrones térmicos, al alcanzar el equilibrio térmico con el medio, su energía o rapidez más probable estará dada por la temperatura del moderador. Por lo tanto, la distribución de rapideces de los neutrones térmicos obedece la ley de Maxwell-Boltzmann. La densidad neutrónica por unidad de intervalo de rapidez viene dada por:

$$n(v) = 4\pi n_t \left(\frac{m}{2\pi\kappa T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2\kappa T}\right) \quad (1.35)$$

Y por unidad de intervalo de energía viene dada por:

$$n(E) = 2\pi n_t \left(\frac{1}{\pi\kappa T} \right)^{3/2} E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{\kappa T}\right) \quad (1.36)$$

Donde $n_t = \int n(v)dv$ es el número de neutrones por unidad de volumen, m es la masa del neutrón, κ es la constante de Boltzmann y T es la temperatura asociada con la distribución de rapideces de Maxwell-Boltzmann. Se obtiene la rapidez más probable del neutrón v_0 calculando un extremo de la densidad neutrónica, es decir:

$$\left(\frac{dn(v)}{dv} \right)_{v_0} = 0 \quad (1.37)$$

De donde:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\kappa T_0}{m}} \quad (1.38)$$

La rapidez más probable para la temperatura $T_0 = 293.6 \text{ K}$ es $v_0 = 2200 \text{ m/s}$ la cual corresponde a la energía $E_0 = 0.0253 \text{ eV}$. Sin embargo, debemos considerar lo siguiente: la aproximación anterior es aplicable a un sistema completamente termalizado; si bien los neutrones en el moderador se aproximan a la condición de equilibrio térmico con el moderador, nunca llegan al equilibrio térmico absoluto debido a las absorciones que se producen en el mismo moderador y en los

materiales estructurales del reactor y en los procesos de fisión que absorben los neutrones más lentos con mayor probabilidad (Mendoza, 2011) [18]. Con la finalidad de considerar estas absorciones que modifican el modelo de distribución de Maxwell se aplica el concepto de temperatura neutrónica.

Generalmente, la temperatura neutrónica es muy proxima a la temperatura de ambiente, alrededor de 300 K, para posiciones de irradiación lejanas a la columna térmica (conjunto de bloques de grafito o berilio con la finalidad de proporcionar un flujo de neutrones de baja energía) en el núcleo del reactor. Sin embargo, la temperatura neutrónica es muy diferente a la temperatura de ambiente en la columna térmica del núcleo llegando a alcanzar valores cercanos de 350 K. Para estos casos, la temperatura neutrónica es medida usando monitores de Lu-Mn como se realizó el trabajo de J. Choon [6].

En adelante, la temperatura neutrónica asociada con la distribución de rapidezces de Maxwell-Boltzmann se considerará proxima a la temperatura de ambiente (300 K), debido a que las irradiaciones en este trabajo serán realizadas en posiciones lejanas a la columna térmica del núcleo del reactor.

El flujo de neutrones térmicos por unidad de intervalo de energía se define así:

$$\psi_T(E) = n(E)v(E) \quad (1.39)$$

Donde $n(E)$ es el número de neutrones por unidad de energía y el flujo total de neutrones térmicos se define así:

$$\phi_T = \int_0^\infty \psi_T(E) dE = \int_0^\infty n(E)v dE \quad (1.40)$$

Siendo $\psi_T(E) = 0$ para $E \geq 0.55 \text{ eV}$. Además, $v = \sqrt{2E/m}$, y usando la ecuación (1.36), tenemos:

$$\phi_T = \int_0^\infty 2\pi n_t \left(\frac{1}{\pi\kappa T}\right)^{3/2} E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{\kappa T}\right) \left(\frac{2E}{m}\right)^{1/2} dE \quad (1.41)$$

$$\phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_t \sqrt{\frac{2\kappa T}{m}} \int_0^\infty \left(\frac{E}{\kappa T}\right) \exp\left(-\frac{E}{\kappa T}\right) d\left(\frac{E}{\kappa T}\right) \quad (1.42)$$

Integrando la ecuación (1.42) teniendo en cuenta que la función gamma $\Gamma(2) = \int_0^\infty t e^{-t} dt = 1$ y $v'_e = \sqrt{2kT/m}$, se obtiene:

$$\phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_t v'_e \quad (1.43)$$

Donde v'_e es la rapidez más probable asociado a la temperatura neutrónica T . Se define el *flujo de neutrones térmicos convencional* como:

$$\phi_0 = n_t v_0 \quad (1.44)$$

Donde $v_0 = \sqrt{2kT_0/m}$ es la rapidez más probable del neutrón a temperatura T_0 . Usando la ecuación (1.44), el flujo térmico está relacionado con el flujo convencional de la siguiente manera:

$$\phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v'_e}{v_0} \right) n_t v_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{T_0}} \phi_0 \quad (1.45)$$

Donde T_0 es la temperatura de ambiente cuyo valor es $293.6 K$ y T es la temperatura neutrónica que corrige la distribución de Maxwell debido al equilibrio térmico no alcanzado.

En adelante, debemos tener en claro la diferencia entre estos dos términos, flujo térmico ϕ_T y flujo convencional térmico ϕ_0 . La diferencia física entre estos dos términos es que el primero es el flujo debido a la contribución de todos los neutrones térmicos definido en su respectivo rango de energía como sugiere la integral que aparece en la ecuación (1.40). Mientras que el segundo es un pseudoflujo que representa a todos los neutrones térmicos con una única energía $E_0 = 0.0253 eV$ la cual corresponde a la rapidez mas probable del neutrón $v_0 = 2200 m/s$ a temperatura $T_0 = 293.6 K$.

Adicionalmente, los materiales tienen una característica muy importante en esta región de energía, la cual deduciremos en lo siguiente. En las reacciones discutidas anteriormente comenzamos desde un estado inicial dado por las cantidades de momento lineal y angular de las partículas así como su polarización. Sin embargo, los estados finales accesibles forman un continuo porque los

teoremas de conservación no son suficientes para seleccionar un solo estado accesible final. Las transiciones de este tipo se pueden analizar usando la Regla de Oro:

$$w = \text{probabilidad de una transición/s} \quad (1.46)$$

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle \frac{dn}{dE} \quad (1.47)$$

Donde dn/dE es la densidad de estados accesibles finales (*números de estados*/ J) para $E_f = E_i$, los subíndices i y f hacen referencia a los estados inicial y final respectivamente, y $\langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle$ es el valor medio del elemento de matriz al cuadrado del hamiltoniano de la interacción entre los estados iniciales y finales.

Sea Ω el volumen que contiene al sistema físico, $p_{yY} = m_y v_{yY}$ es el momento lineal de la partícula y y $v_{yY} = v_y - v_Y$ es la velocidad relativa de la partícula y con respecto al núcleo Y . La densidad de estados finales dn/dE es calculada de la siguiente manera:

$$dn = \frac{\text{volumen de espacio físico accesible}}{\text{volumen de espacio físico/estado}} \quad (1.48)$$

$$dn = \frac{\Omega 4\pi p_{yY}^2 dp_{yY}}{h^3} \quad (1.49)$$

Donde h es la constante de Planck y de la definición de energía cinética, tenemos:

$$E = \frac{p_{yY}^2}{2m_y} \quad (1.50)$$

$$dE = \frac{p_{yY}}{m_y} dp_{yY} \quad (1.51)$$

De las ecuaciones (1.49) y (1.51), obtenemos la densidad de estados finales:

$$\frac{dn}{dE} = \frac{\Omega 4\pi m_y p_{yY}}{h^3} \quad (1.52)$$

Reemplazando la ecuación (1.52) en la ecuación (1.47), obtenemos:

$$w = \frac{1}{\pi \hbar^4} \langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle \Omega \, m_y \, p_{yY} \quad (1.53)$$

Por otro lado, el valor medio del elemento de matriz del hamiltoniano de la interacción entre los estados iniciales y los estados finales es expresado así:

$$\langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle = \frac{1}{g_1 g_2} \sum_{if} |\hat{H}_{fi}|^2 \quad (1.54)$$

Donde g_1 y g_2 son los pesos estadísticos de los estados iniciales y finales respectivamente.

El elemento de matriz del hamiltoniano es definido así:

$$\hat{H}_{fi} = \int \psi_f^\dagger U \psi_i d\tau \quad (1.55)$$

Donde U es el potencial de interacción, el cual es apreciable dentro del volumen nuclear y τ es el volumen en coordenadas generalizadas. En general, el cálculo de $\langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle$ no es posible en forma explícita debido a que depende de la estructura nuclear.

Por otro lado, la función de onda se descompone en dos: una función de onda de la partícula incidente normalizada en el volumen Ω y otra función de onda normalizada dentro del volumen nuclear τ , es decir:

$$\psi = \psi_{partícula} \psi_{núcleo} \quad (1.56)$$

incidente

Asimismo las funciones de onda, ψ_i y ψ_f , están normalizadas dentro del volumen Ω , por lo tanto, estas funciones son inversamente proporcional a $\Omega^{1/2}$. De esta manera, el valor medio del elemento de matriz del hamiltoniano $\langle |\hat{H}_{fi}| \rangle$ será inversamente proporcional a Ω , es decir:

$$\hat{H}_{fi} \propto \frac{\langle U \rangle_{fi}}{\Omega} \quad (1.57)$$

Para partículas cargadas la función de onda ψ en el núcleo se atenúa por la repulsión de Coulomb. En nuestro caso, la partícula incidente no lleva carga,

entonces, solo la función de onda final ψ_f puede tener este factor de atenuación $\exp(-G_y)$, donde:

$$G_y = \frac{2\pi}{h} \int_{R_1}^{R_2} [2m_y(V_y - E_y)]^{1/2} dr \quad (1.58)$$

Donde $(V_y - E_y) > 0$ y $R_1 < r < R_2$, m_y es la masa de la partícula y , V_y es la energía potencial de la partícula y y E_y es su respectiva energía cinética. Por lo tanto, el valor medio del hamiltoniano es expresado de la siguiente manera.

$$\langle |\hat{H}_{fi}| \rangle = \frac{\langle U \rangle_{fi}}{\Omega} \exp(-G_y) \quad (1.59)$$

Sea $\sigma_{X \rightarrow Y}$ la sección eficaz microscópica para que se realice la reacción nuclear cuando un núcleo X es bombardeado por neutrones x que se mueven con velocidad relativa $v_{xX} = v_x - v_X$ respecto a la partícula X , y tiene una densidad de neutrones n_x , luego:

$$n_x v_{xX} = \text{flujo de partículas } x \quad (1.60)$$

Este término $n_x v_{xX}$ es igual al número de neutrones x que cruzan una unidad de área por segundo donde esta área es perpendicular al sentido de las partículas. Si este término se multiplica por la sección eficaz, obtenemos la probabilidad de transición por segundo de acuerdo a la descripción fenomenológica; es decir:

$$w = n_x v_{xX} \sigma_{X \rightarrow Y} \quad (1.61)$$

Entonces, tenemos dos maneras de encontrar la probabilidad de transición por segundo: uno es desde la descripción fenomenológica (ecuación (1.61)) y la otra es a partir de la formulación cuántica (ecuación (1.53)); es decir:

$$n_x v_{xX} \sigma_{X \rightarrow Y} = \frac{1}{\pi \hbar^4} \langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle \Omega \, m_y \, p_{yY} \quad (1.62)$$

Por definición $n_x = 1 / \Omega$ y usando la ecuación (1.59), tenemos:

$$\sigma_{X \rightarrow Y} = \frac{1}{\pi \hbar^4} \langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle \Omega^2 \frac{m_y \, p_{yY}}{v_{xX}} \quad (1.63)$$

Sin embargo, las reacciones nucleares de los neutrones térmicos son reacciones exotérmicas con partícula incidente sin carga (neutrones, los cuales serán representados con una velocidad $v_{xx} = v_n$ y $\sigma_{X \rightarrow Y} = \sigma(n, \gamma)$); por lo tanto, el térmico $\langle |\hat{H}_{fi}|^2 \rangle \Omega^2$ es aproximadamente constante para bajas energías. Además, la energía cinética del neutrón (partícula incidente) es del orden de eV y la energía liberada es del orden de MeV. Entonces, la rapidez de la partícula producto de menor masa y es prácticamente constante. Por lo tanto, la sección eficaz de captura neutrónica $\sigma(n, \gamma)$ es inversamente proporcional a la rapidez de los neutrones, es decir:

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{\text{constante}}{v} \quad (1.64)$$

Este resultado se conoce como *ley del inverso de la velocidad* o simplemente ley $1/v$ y será usada frecuentemente en las siguientes secciones.

1.4.2. Componente epitérmica

Comprende a los neutrones que están en pleno proceso de moderación y no han sido todavía suficientemente termalizados por los choques con los átomos del medio, y tienen una energía comprendida entre E_{Cd} a 0.1 MeV, donde E_{Cd} es la energía de corte de cadmio cuyo valor es 0.55 eV.

Considerando una absorción despreciable, el número de colisiones por unidad de volumen, de tiempo y de energía viene dado por:

$$D(E) = N' \sigma_{(n,n)} \psi_E(E) \quad (1.65)$$

Donde $\sigma_{(n,n)}$ es la sección eficaz microscópica de colisión elástica de los neutrones con los átomos del moderador, N' es la densidad de los átomos del moderador (en átomos por cm^3) y $\psi_E(E)$ es el flujo de neutrones epitérmicos por unidad de energía cinética E.

Si la pérdida promedio de energía por colisión es ΔE , entonces, el número de neutrones moderados a energías menores a E por unidad de volumen y de tiempo, $q(E)$, será:

$$q(E) = N' \sigma_{(n,n)} \psi_E(E) \Delta E \quad (1.66)$$

Se considera que la variación logarítmica promedio de la energía en cada colisión es aproximadamente constante; es decir:

$$\xi = \Delta \ln(E) \approx Cte \quad (1.67)$$

Donde la constante ξ es conocida como aumento promedio de *letargo* (lethargy, nombre en inglés) por colisión. Por otro lado, la variación logarítmica promedio de la energía es igual a la variación promedio de la energía por unidad de energía; es decir:

$$\Delta \ln(E) = \frac{\Delta E}{E} \quad (1.68)$$

Reemplazando la ecuación (1.68) en la ecuación (1.67), obtenemos:

$$\Delta E \approx \xi E \quad (1.69)$$

Si reemplazamos la ecuación (1.69) en la ecuación (1.66), el número de neutrones moderados a energías menores a E por unidad de volumen y de tiempo, $q(E)$, se expresa así:

$$q(E) = N' \sigma_{(n,n)} \psi_E(E) \xi E \quad (1.70)$$

Si no hay fugas ni absorciones de neutrones en esta región, el número de neutrones que se moderan por unidad de volumen y de tiempo, $q(E)$, es igual al número de neutrones por unidad de volumen y de tiempo que emite la fuente q_0 .

De la ecuación (1.70) se obtiene la definición del flujo neutrónico epitérmico por unidad de energía:

$$\psi_E(E) = \left(\frac{q_0}{\xi N' \sigma_{(n,n)}} \right) \frac{1}{E} \quad (1.71)$$

Se define flujo epitérmico como:

$$\phi_E = \frac{q_0}{\xi N' \sigma_{(n,n)}} \quad (1.72)$$

El flujo neutrónico epitérmico por unidad de energía se expresa así:

$$\psi_E(E) = \frac{\phi_E}{E} \quad (1.73)$$

Debido a que los parámetros del moderador como q_0 , ξ , N' y $\sigma_{(n,n)}$ son aproximadamente constantes, se puede decir que la distribución epitérmica es inversamente proporcional a la energía cinética E . A esta propiedad de la componente epitérmica se le conoce como *ley* $1/E$.

Generalmente, se suele representar al flujo epitérmico por unidad de energía con una función de empalme o ligazón entre la región térmica y epitérmica $\Delta(E)$, es decir:

$$\psi_E(E) = \Delta(E) \frac{\phi_E}{E} \quad (1.74)$$

La función ligazón o empalme se define así:

$$\Delta(E) = \begin{cases} 0, & E < E_{cd} \\ 1, & E \geq E_{cd} \end{cases} \quad (1.75)$$

Sin embargo, para diferentes monitores o posiciones de irradiación existen desviaciones de la componente epitérmica ideal $1/E$ debido a la absorción durante moderación. Los neutrones epitérmicos excitan a los núcleos de los monitores en energías discretas preferentemente, originan picos en la sección eficaz de captura llamados *picos de resonancia* (ver Figura 1.3), obteniéndose una componente epitérmica no ideal $1/E$ [19], [20].

En la Figura 1.3 muestra la sección eficaz total de ^{181}Ta (parte superior) y la sección eficaz de captura de ^{181}Ta (parte inferior). Donde se observa la contribución de los picos de resonancia a la sección eficaz de captura.

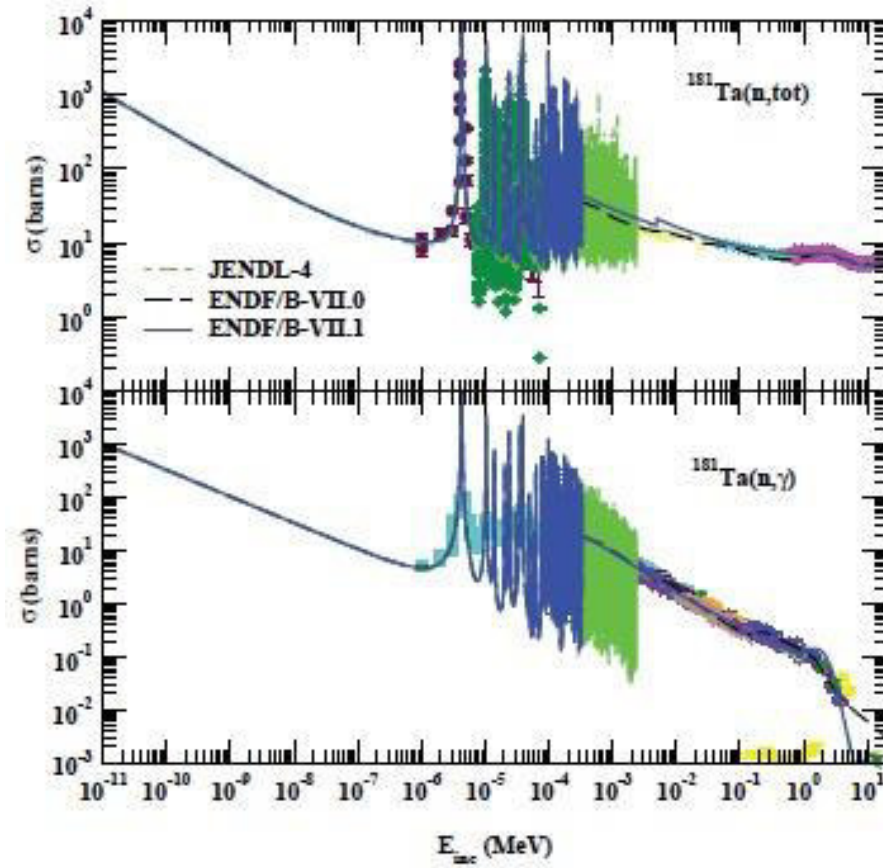


Figura 1.3. Data experimental y simulaciones de la sección eficaz total y de captura del ^{181}Ta donde se observa los picos de resonancia en la región epitérmica. Fuente. Datos tomados de Chadwick (2011) [21].

Por esta razón se propusieron otras representaciones más sofisticadas [22] que corrijan este fenómeno tal como:

$$\psi_E(E) = \Delta(E) \frac{\phi_E}{E^{1+\alpha}} (1\text{eV})^\alpha \quad (1.76)$$

Donde el parámetro alfa (α) es un parámetro característico de la posición de irradiación y es pequeño con respecto a 1.

1.4.3. Componente rápida

En esta componente están comprendidos los neutrones que no han sufrido suficientes colisiones con los átomos del moderador para disminuir su energía cinética hasta el rango térmico y epitérmico. El rango rápido va de 0.1MeV a 1 MeV.

Para observar estos neutrones se realizan reacciones umbrales [1] que no se producen en los rangos térmicos o epitérmicos. Las reacciones umbrales son reacciones que presentan un umbral de energía del neutrón del orden del MeV, es decir, que los neutrones deben de tener una energía superior a un cierto valor, llamada energía umbral, para que la reacción se produzca.

1.5. Caracterización del espectro neutrónico

Es necesario que cada posición o facilidad de irradiación del núcleo del reactor esté previamente caracterizada por algún método en particular antes de colocar una muestra para realizar el análisis por activación neutrónica (AAN). Frecuentemente, se usa un detector que mida el flujo neutrónico durante la irradiación el cual se llama *monitor de flujo neutrónico* o simplemente monitor de flujo. En la actualidad existen diversos monitores de flujo de diferentes geometrías y de tipo de material, los cuales permiten obtener una actividad inducida proporcional al flujo neutrónico recibido.

Entre los métodos más usados para caracterizar el flujo neutrónico se tiene al basado en el formalismo de Westcott [2] o el relacionado al uso de multimonitores desnudos [8], más conocido como método k_0 . Sin embargo, estos métodos son complicados debido a que poseen varios parámetros de entrada y varias complicaciones experimentales en su desarrollo.

Debido a esas desventajas experimentales seguimos el desarrollo de la convención de Högdahl para discretizar el flujo neutrónico de manera más simple sin perder la rigurosidad del caso. Los factores de corrección debido al comportamiento no lineal, desviaciones de las leyes $1/v$ y ley $1/E$, y autoblandajes térmico y epitérmico de los monitores fueron tomados en cuenta para una mejor caracterización de la facilidad de irradiación del reactor RP-10 del Centro Nuclear de Huarangal.

1.5.1. Convención de Högdahl

Considerando las componentes del flujo neutrónico discutidas anteriormente. La tasa de activación se expresa como:

$$R = \int_0^{10251 \text{ m/s}} \psi(v)\sigma(v)dv + \int_{0.55 \text{ eV}}^{10^5 \text{ eV}} \psi(E)\sigma(E)dE + \int_{10^5 \text{ eV}}^{\infty} \psi(E)\sigma(E)dE \quad (1.77)$$

Donde 10251 m/s es la rapidez del neutrón correspondiente a una energía cinética de 0.55 eV . A pesar que el flujo rápido es considerable, la contribución de la componente rápida es considerada despreciable debido a que su correspondiente sección eficaz es muy pequeña (alrededor de decenas de mb). Para tales mediciones se utilizan reacciones nucleares de transmutación como ^{58}Ni (n, p) ^{58}Co o ^{46}Ti (n, p) ^{46}Sc , las cuales presentan un umbral de energía alto. En lo siguiente, la tasa de activación neutrónica se escribe así:

$$R = \int_0^{10251 \text{ m/s}} \psi(v)\sigma(v)dv + \int_{0.55 \text{ eV}}^{10^5 \text{ eV}} \psi(E)\sigma(E)dE \quad (1.78)$$

Desarrollando el primer término de la ecuación (1.78) al cual lo denotaremos como R_T . Se observa que para desarrollar esta integral es necesario saber la dependencia en la rapidez de la sección eficaz microscópica de activación de la muestra irradiada. Para resolver esta integral se considerará las características en cada rango de energía descritas en el acápite del capítulo 1.4.1.

En consecuencia, algunos materiales como Cu y Mn tienen la característica que su sección eficaz varía de acuerdo a la ley $1/v$ y en otros materiales, como Au e In, se desvía ligeramente de esta ley en la región térmica. La sección eficaz de captura que cumple la ley $1/v$ se escribe así:

$$\sigma(v) = \frac{\sigma_0 v_0}{v} \quad (1.79)$$

Donde la rapidez del neutrón más probable a temperatura de ambiente $T_0 = 293.6 \text{ K}$ es $v_0 = 2200 \text{ m/s}$ y $\sigma_0 [\text{m}^2]$ es la sección eficaz de captura del neutrón a esa rapidez.

Reemplazando en el primer término de la ecuación (1.78) al cual lo denotaremos como R_T , obtenemos:

$$R_T = \int_0^{10^{251} \text{ m/s}} \psi(v) \frac{\sigma_0 v_0}{v} dv \quad (1.80)$$

Usando la definición de flujo de neutrones térmicos por unidad de intervalo de rapidez (ver ecuación (1.39)), la ecuación anterior se expresa así:

$$R_T = \sigma_0 v_0 \int_0^{10^{251} \text{ m/s}} n(v) dv \quad (1.81)$$

Se define la densidad neutrónica $n_T [m^{-3}]$ en la región térmica como:

$$n_T = \int_0^{10^{251} \text{ m/s}} n(v) dv \quad (1.82)$$

$$R_T = \sigma_0 v_0 n_T \quad (1.83)$$

Por definición, el flujo convencional térmico de neutrones es:

$$\phi_0 = n_T v_0 \quad (1.84)$$

Por consiguiente, la tasa de activación de los neutrones térmicos se expresa así:

$$R_T = \sigma_0 \phi_0 \quad (1.85)$$

Para desarrollar el segundo término de la ecuación (1.78) al cual lo denotaremos como R_E debemos usar la ley $1/E$, la cual fue desarrollada en el acápite del capítulo 1.4.2. Entonces, la tasa de activación de los neutrones epitérmicos será:

$$R_E = \int_{0.55}^{10^5} \frac{\phi_E}{E} \sigma(E) dE \quad (1.86)$$

Donde ϕ_E es el flujo epitérmico [$m^{-2}s^{-1}$] a 0.1 MeV y la integral de resonancia $I_0 [m^2]$ es definida como:

$$I_0 = \int_{E_{Cd}}^{10^5} \frac{\sigma(E)}{E} dE \quad (1.87)$$

Donde $E_{Cd} = 0.55 \text{ eV}$ y usando esta definición, la tasa de activación de los neutrones epitérmicos se expresa así:

$$R_E = I_0 \phi_E \quad (1.88)$$

De las ecuaciones (1.85) y (1.88), obtenemos la convención de O. Högdahl [23]:

$$R = \sigma_0 \phi_0 + I_0 \phi_E \quad (1.89)$$

Donde σ_0 y I_0 son la sección eficaz térmica de referencia y la integral de resonancia epitérmica respectivamente, cuyos valores están disponibles en las referencias [24] y [25]. Sin embargo, las secciones eficaces de algunos monitores tales como Au, Mo, U, Po, etc. no cumplen estrictamente la dependencia inversamente proporcional a la rapidez del neutrón en el rango térmico, $1/v$.

Entonces, Westcott introdujo un factor de corrección en la tasa de activación neutrónica térmica R_T :

$$R_T = g(T) \sigma_0 \phi_0 \quad (1.90)$$

Donde $g(T)$ es el factor de Westcott, el cual tiene una dependencia con la temperatura. Sus valores para diferentes monitores y diferentes temperaturas están disponibles en [2]. Entonces la tasa de activación en la convención de Högdahl se expresa del modo siguiente:

$$R = g(T) \sigma_0 \phi_0 + I_0 \phi_E \quad (1.91)$$

Nótese que ϕ_0 es el flujo térmico convencional y recordar que está relacionado con el flujo térmico ϕ_T , por la siguiente expresión:

$$\phi_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \phi_T \quad (1.92)$$

Donde T_0 es la temperatura de ambiente cuyo valor es 293.6 K y T es la temperatura neutrónica local.

1.5.2. Extensión de la convención de Högdahl

En la sección anterior no se consideró el *parámetro* α el cual considera los picos de resonancia en la región epitérmica debido a la excitación por parte de los neutrones epitérmicos de los núcleos preferencialmente en energías discretas produciendo picos prominentes en la sección eficaz de captura, es decir, corrige la

desviación de la ley $1/E$ del espectro epitérmico. Lo cual limita las aplicaciones para solo algunos nucleídos que dependen débilmente de ese parámetro.

Con la finalidad de extender el análisis a otros nucleidos que dependen fuertemente de este parámetro, se modifica la integral de resonancia efectiva introduciendo este parámetro en el flujo epitérmico por unidad de energía $\psi_E(E)$ dado por la siguiente expresión:

$$\psi_E(E) = \frac{\phi_E}{E^{1+\alpha}} E_{ref}^\alpha \quad (1.93)$$

Donde $E_{ref} = 1 \text{ eV}$ es la unidad de energía. Entonces, la integral de la ecuación (1.87) cambiará debido a la contribución del parámetro α ; de manera que:

$$R_E = \int_{E_{Cd}}^{10^5} \frac{\phi_E}{E^{1+\alpha}} E_{ref}^\alpha \sigma(E) dE \quad (1.94)$$

La integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)[m^2]$ es definida como:

$$I_0(\alpha) = \int_{E_{Cd}}^{10^5} \sigma(E) \frac{E_{ref}^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE \quad (1.95)$$

Para especificar esta integral es necesario introducir dos definiciones muy importantes. Debemos definir la *energía efectiva de resonancia* E_r , la cual es una propiedad de cada nucleido, como la energía de un pico de resonancia “virtual” que produciría la misma respuesta de activación en la reacción (n, γ) que las resonancias reales del nucleido observadas con sus respectivas secciones eficaces de captura (De Corte *et al.*, 1981) [26]. La energía efectiva de resonancia es definida así:

$$\left(\frac{E_r}{E_{ref}} \right)^{-\alpha} = \frac{I'_0(\alpha)}{I'_0(0)} \quad (1.96)$$

Donde $I'_0(\alpha)$ es la integral de resonancia “pura” o “reducida” que comprende la contribución aislada de los picos de resonancia a la activación según la reacción (n, γ) ; es decir, sin la contribución $1/v$ a la tasa de activación (área debajo de los picos de resonancia).

La integral de resonancia reducida $I'_0(\alpha)$ es definida de la siguiente manera:

$$I'_0(\alpha) = \int_{E_{Cd}}^{10^5} \left(\sigma(E) - \frac{\sigma_0 \nu_0}{\nu} \right) \frac{E_{ref}^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE \quad (1.97)$$

De la definición de la energía efectiva de resonancia, ecuación (1.96) tenemos:

$$I'_0(\alpha) E_r^\alpha = I'_0(0) E_{ref}^\alpha = cte \quad (1.98)$$

Donde $E_{ref} = 1 \text{ eV}$ es la unidad de energía. El segundo miembro de la ecuación (1.98) es igual a una constante porque la integral de resonancia reducida $I'_0(0)$ no considera la contribución de α ; es decir, α es igual a cero. Además, la energía E_{ref} es igual a 1 eV de energía. Por lo tanto, el producto de los dos términos es igual a una constante.

Entonces la integral de resonancia reducida $I'_0(\alpha)$ es igual:

$$I'_0(\alpha) = \int_{E_{Cd}}^{10^5} \left(\sigma(E) - \frac{\sigma_0 \nu_0}{\nu} \right) \frac{E_{ref}^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE = \frac{cte}{E_r^\alpha} \quad (1.99)$$

$$I'_0(0) = \int_{E_{Cd}}^{10^5} \left(\sigma(E) - \frac{\sigma_0 \nu_0}{\nu} \right) \frac{1}{E} dE = \frac{cte}{E_{ref}^\alpha} \quad (1.100)$$

Desarrollando la ecuación (1.100) encontramos el primer término, el cual es la integral de resonancia I_0 (ecuación (1.87)), es decir:

$$I'_0(0) = \int_{E_{Cd}}^{10^5} \sigma(E) \frac{1}{E} dE - \int_{E_{Cd}}^{10^5} \frac{\sigma_0 \nu_0}{\nu} \frac{1}{E} dE \quad (1.101)$$

$$I'_0(0) = I_0 - \sigma_0 \int_{E_{Cd}}^{10^5} \frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E}} \frac{1}{E} dE \quad (1.102)$$

$$I'_0(0) = I_0 + 2\sigma_0 \sqrt{E_0} \left(\frac{1}{\sqrt{E}} \right)_{E_{Cd}}^{10^5} \quad (1.103)$$

$$I'_0(0) = I_0 - 2\sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \quad (1.104)$$

El límite superior de la integral del segundo término da una contribución que es considerada despreciable y cabe recordar que la energía de corte de Cd, $E_{Cd} = 0.55 \text{ eV}$. Además, el término $2 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}}$ es igual a 0.429, obteniéndose:

$$I'_0(0) = I_0 - 0.429\sigma_0 \quad (1.105)$$

Reemplazando la ecuación (1.105) en la ecuación (1.98), tenemos:

$$I'_0(\alpha)E_r^\alpha = (I_0 - 0.429\sigma_0)E_{ref}^\alpha \quad (1.106)$$

De esta manera se determina el valor de la constante, lo cual nos servirá para determinar la integral de resonancia reducida que tiene la siguiente expresión:

$$I'_0(\alpha) = \left(\frac{I_0 - 0.429\sigma_0}{E_r^\alpha} \right) E_{ref}^\alpha \quad (1.107)$$

Por otro lado, desarrollando la ecuación (1.99) encontramos que el primer término corresponde a la definición de la integral de resonancia efectiva $I_o(\alpha)$, es decir:

$$I'_0(\alpha) = \int_{0.55}^{10^5} \sigma(E) \frac{E_{ref}^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE - \sigma_0 \int_{0.55}^{10^5} \frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E}} \frac{E_{ref}^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE \quad (1.108)$$

$$I'_0(\alpha) = I_0(\alpha) - \sigma_0 \int_{0.55}^{10^5} \frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E}} \frac{E_{ref}^\alpha}{E^{1+\alpha}} dE \quad (1.109)$$

$$I'_0(\alpha) = I_0(\alpha) + \frac{\sigma_0 \sqrt{E_0}}{\alpha + 1/2} E_{ref}^\alpha \left(E^{-\alpha-1/2} \right)_{0.55}^{10^5} \quad (1.110)$$

$$I'_0(\alpha) = I_0(\alpha) + \frac{2\sigma_0 \sqrt{E_0}}{2(\alpha + 1/2)} E_{ref}^\alpha \left(E^{-\alpha-1/2} \right)_{0.55}^{10^5} \quad (1.111)$$

Nuevamente el límite superior de la integral del segundo término da una contribución que es considerada despreciable, obteniéndose:

$$I'_0(\alpha) = I_0(\alpha) - \frac{2\sigma_0 \sqrt{E_0/E_{Cd}}}{2(\alpha + 1/2)} \frac{E_{ref}^\alpha}{E_{Cd}^\alpha} \quad (1.112)$$

$$I'_0(\alpha) = I_0(\alpha) - \frac{0.429 \sigma_0}{2(\alpha + 1/2)} \frac{E_{ref}^\alpha}{E_{Cd}^\alpha} \quad (1.113)$$

Entonces, de las ecuaciones (1.107) y (1.113) obtenemos la definición de la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ que se expresa así:

$$I_0(\alpha) = \left(\frac{I_0 - 0.429\sigma_0}{E_r^\alpha} + \frac{0.429\sigma_0}{(2\alpha+1)E_{Cd}^\alpha} \right) E_{ref}^\alpha \quad (1.114)$$

En esta ecuación se observa que la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ estará caracterizada por el parámetro α que describe la desviación del espectro epitérmico ideal. Entonces, la tasa de activación de los neutrones epitérmicos será:

$$R_E = I_0(\alpha)\phi_E \quad (1.115)$$

De esta manera la convención de Högdahl se modifica para aplicar a monitores que dependan del parámetro α . Tal convención modificada se expresa así:

$$R = g(T)\sigma_0\phi_0 + I_0(\alpha)\phi_E \quad (1.116)$$

1.5.3. Autoapantallamiento del monitor

Siguiendo con el refinamiento para obtener una mejor exactitud en los resultados, se introduce los factores de autoapantallamiento (self-shielding, nombre en inglés) térmico y epitérmico del monitor, G_T y G_E , los cuales son muy importantes para el cálculo del flujo neutrónico.

Estos valores de autoapantallamiento dependen especialmente del material, geometría y dimensiones del monitor. Debido a la geometría, a veces es muy complicado calcular estas constantes. A pesar de ello, existe varios programa para determinarlos como el de A. Trkov *et al.* [27] y el método de C. Chilian *et al.* [28] disponibles a través del OIEA. Sin embargo, debido a que la mayoría de los monitores que utilizaremos en las mediciones tienen la forma de alambres, lo recomendable es determinar el autoapantallamiento G_T y G_E por el código de transporte MCNP. La convención de Högdahl con los factores de autoapantallamiento se expresa así:

$$R = g(T)G_T\sigma_0\phi_0 + G_E I_0(\alpha)\phi_E \quad (1.117)$$

CAPÍTULO 2

MÉTODOS EXPERIMENTALES

2.1. Método de diferencia de cadmio

Entre los métodos más empleados para determinar el flujo neutrónico de un reactor nuclear se cuenta con el método de diferencia de cadmio el cual consiste en irradiar un monitor desnudo, generalmente son hojuelas de Au de alta pureza, y otro monitor bajo cubierta de cadmio que absorbe los neutrones de energías menores a 0.55 eV.

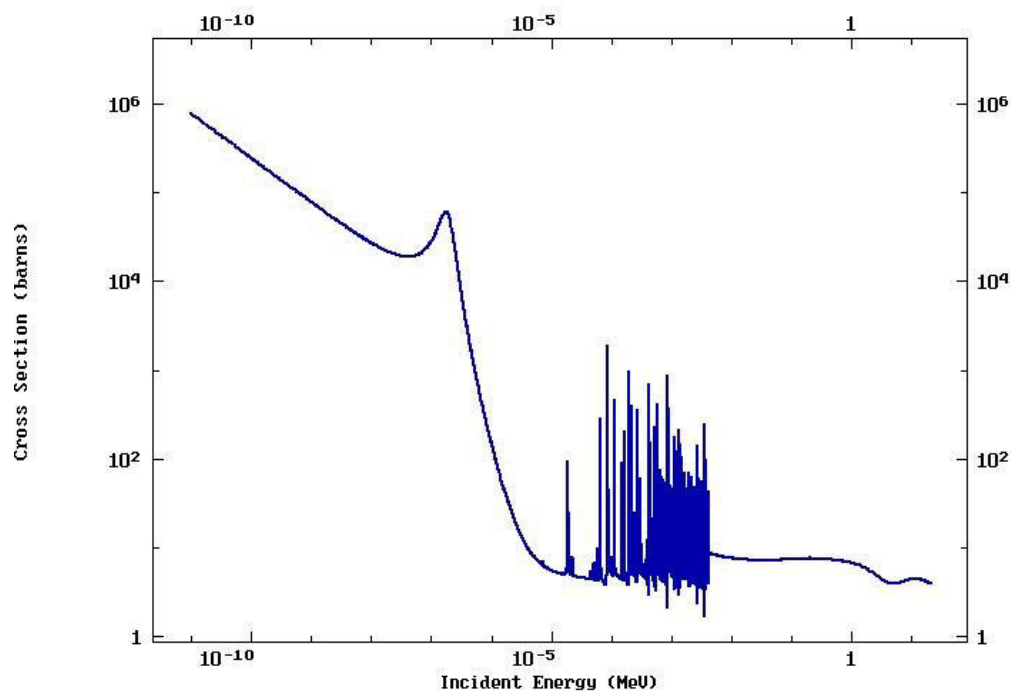


Figura 2.1. Sección eficaz total para neutrones del nucleido ^{113}Cd en función de la energía del neutrón. Fuente. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].

Esta propiedad de Cd se muestra en la Figura 2.1 donde se observa que la sección eficaz total para ^{113}Cd , cuyo valor de sección eficaz de captura σ_0 es aproximadamente 3000 b, es muy grande para energías inferiores a 0.55 eV. Dicha propiedad se puede interpretar como un “filtro de neutrones” que absorbe

neutrones térmicos dejando penetrar neutrones con energía superior a la energía de corte de Cd, $E_{Cd} = 0.55 \text{ eV}$.

Entonces, para aplicar este método partimos de la ecuación (1.117) sin la contribución del parámetro de forma α :

$$R = g(T)G_T\sigma_0\phi_0 + G_E I_0\phi_E \quad (2.1)$$

Simplificando la ecuación (2.1) y usando la propiedad del cobertor de Cd, las tasas de activación del monitor desnudo R y bajo cadmio R_{Cd} se expresan así:

$$R = u\phi_0 + w\phi_E \quad (2.2)$$

$$R_{Cd} = F_{Cd}R_{Epi} = F_{Cd}w\phi_E \quad (2.3)$$

Donde:

$$u = [g(T)G_T\sigma_0]_{Au} \quad ; \quad w = [G_E I_0]_{Au} \quad (2.4)$$

Donde F_{Cd} es el *factor de cadmio* y se define como el cociente entre las tasas de activación que ocurrirían en un monitor con cobertor de cadmio y en un monitor desnudo, en ambos casos, por neutrones epitérmicos. Adicionalmente, este factor, cuyo valor es menor que 1, considera corrección por los neutrones térmicos que lograron penetrar el cobertor de Cd y depende fuertemente del grosor del cobertor. Por ejemplo, el valor de F_{Cd} para un cobertor de 1 mm de grosor es aproximadamente 1; esto implica que $R_{Cd} \approx R_{Epi}$.

La idea central de este método es resolver este sistema de ecuaciones lineales, ecuaciones (2.2) y (2.3), teniendo como variables el flujo convencional térmico y el flujo epitérmico, y aprovechar la propiedad del Cd de absorber neutrones térmicos. Es importante remarcar que la tasa de activación que se mide en este método es R_{Cd} ; por lo tanto, en adelante se expresará las ecuaciones en función de R_{Cd} . En el caso general, los flujos convencional térmico y epitérmico son determinados del modo siguiente:

$$\phi_0 = (r_{Cd}F_{Cd} - 1) \frac{R_{Cd}}{uF_{Cd}} \quad (2.5)$$

$$\phi_E = \frac{R_{Cd}}{wF_{Cd}} \quad (2.6)$$

En el apéndice A.4 se desarrolla la propagación de la incertidumbre de este método. Donde u fue definido en la ecuación (2.4) y la razón de cadmio r_{Cd} se define así:

$$r_{Cd} = \frac{R}{R_{Cd}} \quad (2.7)$$

Sin embargo, hasta aquí no se ha considerado la contribución del parámetro de forma α en la integral de resonancia efectiva $I_o(\alpha)$ debido a los picos de resonancia en la componente epitérmica como se muestra en la Figura 2.2.

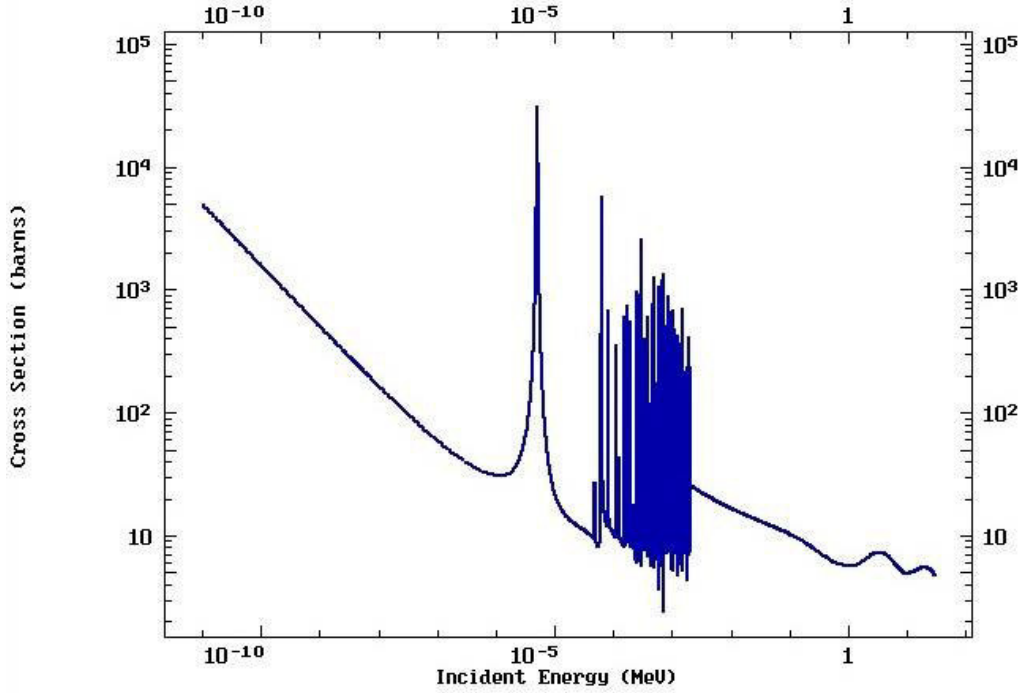


Figura 2.2. La sección eficaz total para neutrones del nucleido ^{197}Au en función de la energía del neutrón. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].

Considerando esta contribución y desarrollando como lo descrito anteriormente, el flujo convencional térmico y el flujo epitérmico serán modificados ligeramente expresándolos así:

$$\phi_0 = (r_{Cd}F_{Cd} - 1) \frac{R_{Cd}}{uF_{Cd}} \quad (2.8)$$

$$\phi_E = \frac{R_{Cd}}{w(\alpha)F_{Cd}} \quad (2.9)$$

Donde:

$$u = [g(T)G_T\sigma_0]_{Au} \quad ; \quad w(\alpha) = [G_E I_0(\alpha)]_{Au} \quad (2.10)$$

Donde r_{Cd} sigue siendo la razón de cadmio y observar que el flujo convencional térmico ϕ_0 no depende del parámetro de forma α a diferencia del flujo epitérmico que si depende de él. También se observa que para α igual a cero, los flujos neutrónicos son descritos por las ecuaciones (2.5) y (2.6). La propagación de la incertidumbres del flujo neutrónico determinado por el método de diferencia de Cd considerando los picos de resonancia dados en la componente epitérmica por el parámetro α es desarrollado en la Apéndice A.5.

2.2. Método de doble monitor

Para la determinación del flujo neutrónico y específicamente de la tasa de activación se emplea en el presente estudio la convención de Högdahl expresado por la ecuación (1.117) sin considerar la contribución de los picos de resonancia en la zona epitérmica:

$$R = g(T)G_T\sigma_0\Phi_0 + G_E I_0\Phi_E \quad (2.11)$$

Para aplicar el método de doble monitor desnudo descrito por K. Beckurts y K. Wirtz [15], el cual consiste en resolver un sistema de ecuaciones con los flujos térmico y epitérmico como incógnitas, es decir; aplicando la ecuación (2.11) al uso de monitores de Au y Cu respectivamente:

$$R_{Au} = a\phi_0 + b\phi_E \quad (2.12)$$

Donde:

$$a = [g(T)G_T\sigma_0]_{Au} \quad ; \quad b = [G_E I_0]_{Au} \quad (2.13)$$

$$R_{Cu} = c\phi_0 + d\phi_E \quad (2.14)$$

$$c = [g(T)G_T\sigma_0]_{Cu} \quad ; \quad d = [G_E I_0]_{Cu} \quad (2.15)$$

Obteniéndose:

$$\phi_0 = \frac{R_{Au}d - bR_{Cu}}{ad - bc} \quad (2.16)$$

$$\phi_E = \frac{R_{Cu}a - cR_{Au}}{ad - bc} \quad (2.17)$$

Los coeficientes a , b , c y d son constantes cuyos valores dependen fundamentalmente de la geometría y composición de los monitores y los subíndices indican el monitor de interés. La propagación de la incertidumbres del flujo neutrónico determinado por el método de doble monitor es desarrollado en la Apéndice A.6.

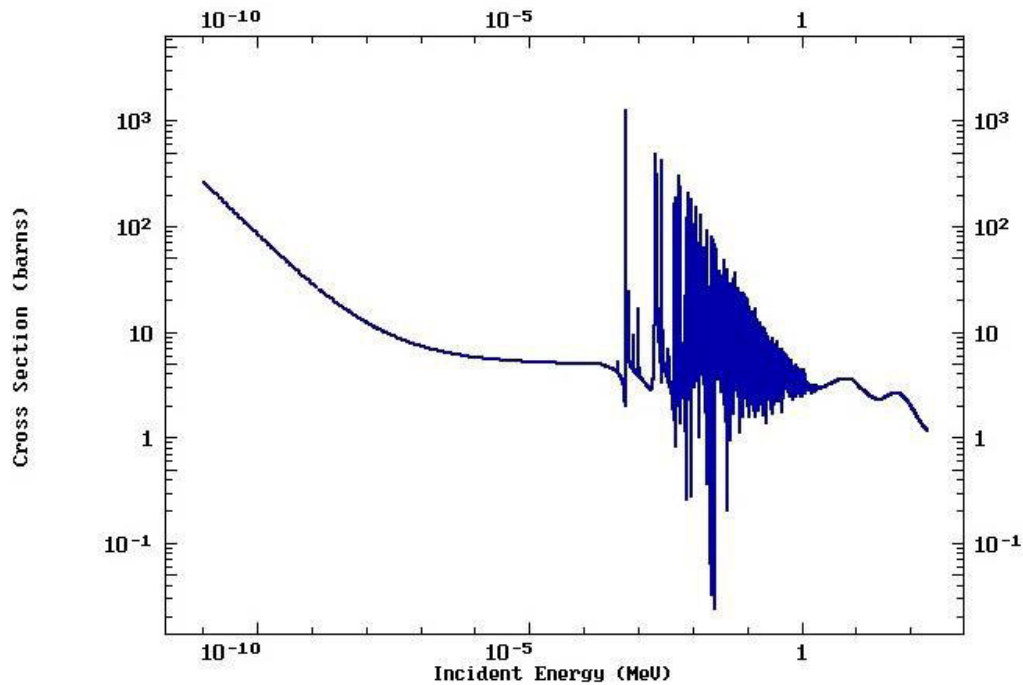


Figura 2.3. La sección eficaz total para neutrones del nucleído ^{63}Cu en función de la energía del neutrón. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].

Si consideramos la contribución del parámetro α en la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$, la contribución de α no solo será en el nucleído ^{197}Au sino también en el nucleído ^{63}Cu debido a que también presenta picos de resonancia en la componente epitérmica como muestra la Figura 2.3. Además, el Au y Cu forman una aleación y por lo tanto comparten en mismo campo neutrónico, es decir, un

mismo valor de α . Por otro lado, una característica del parámetro α es que solo depende de la ubicación en el núcleo del reactor.

Por lo tanto, las ecuaciones de flujo neutrónico cambiarán ligeramente. Repitiendo el desarrollo anterior desde las ecuaciones (2.12) a (2.17) e intercambiando b y d por $b(\alpha)$ y $d(\alpha)$, respectivamente. Las ecuaciones de flujo neutrónico serán expresadas así:

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}d(\alpha) - b(\alpha) R_{Cu}}{ad(\alpha) - b(\alpha) c} \quad (2.18)$$

$$\phi_E(\alpha) = \frac{R_{Cu}a - cR_{Au}}{ad(\alpha) - b(\alpha) c} \quad (2.19)$$

Donde $b(\alpha)$ y $d(\alpha)$ son definidos así:

$$b(\alpha) = G_{E_{Au}} I_0(\alpha)_{Au} , \quad d(\alpha) = G_{E_{Cu}} I_0(\alpha)_{Cu} \quad (2.20)$$

Notar que para α igual a cero, los flujos neutrónicos son descritos por las ecuaciones (2.16) y (2.17). La propagación de la incertidumbres del flujo neutrónico determinado por el método de doble monitor considerando los picos de resonancia es desarrollado en la Apéndice A.7.

La expresión $\phi_0(\alpha)$ implicaría que el flujo convencional térmico o flujo térmico dependería del parámetro de forma α . Sin embargo, la introducción del parámetro de forma α sólo debería afectar la componente epitérmica tal como fue para el caso del método de diferencia de Cd. En la ecuación (2.8) se observa que el flujo convencional térmico ϕ_0 no tiene una dependencia con el parámetro de forma α . Por lo tanto, es necesario examinar en detalle el flujo convencional térmico calculado por este método propuesto. Desarrollando la ecuación (2.18), tenemos:

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}d(\alpha) - \frac{b(\alpha)}{a}(R_{Cu}a)}{ad(\alpha) - b(\alpha) c} \quad (2.21)$$

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}d(\alpha) - \frac{b(\alpha)}{a}(R_{Cu}a - cR_{Au} + cR_{Au})}{ad(\alpha) - b(\alpha) c} \quad (2.22)$$

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}d(\alpha) - \frac{b(\alpha)}{a}cR_{Au} - \frac{b(\alpha)}{a}(R_{Cu}a - cR_{Au})}{ad(\alpha) - b(\alpha) c} \quad (2.23)$$

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}d(\alpha) - \frac{b(\alpha)}{a}cR_{Au}}{ad(\alpha) - b(\alpha)c} - \frac{b(\alpha)}{a} \frac{(R_{Cu}a - cR_{Au})}{ad(\alpha) - b(\alpha)c} \quad (2.24)$$

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}}{a} \frac{(ad(\alpha) - b(\alpha)c)}{ad(\alpha) - b(\alpha)c} - \frac{b(\alpha)}{a} \frac{(R_{Cu}a - cR_{Au})}{ad(\alpha) - b(\alpha)c} \quad (2.25)$$

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}}{a} - \frac{b(\alpha)}{a} \frac{(R_{Cu}a - cR_{Au})}{ad(\alpha) - b(\alpha)c} \quad (2.26)$$

Reemplazando la ecuación (2.19) en la ecuación (2.26), obtenemos:

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}}{a} - \frac{b(\alpha)}{a} \phi_E(\alpha) \quad (2.27)$$

$$\phi_0(\alpha) = \frac{R_{Au}}{a} - \frac{G_{E_{Au}} I_0(\alpha)_{Au}}{a} \phi_E(\alpha) \quad (2.28)$$

Nótese que la dependencia en α del flujo convencional térmico ϕ_0 es a través del flujo epitérmico ϕ_E y de la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ cuyo producto entre ellos varía ligeramente con respecto al caso cuando no se considera el parámetro α .

Si estimamos la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ para valores pequeños del parámetro α , teniendo en cuenta que los valores observados de este parámetro en diversos reactores son muy pequeños $|\alpha| \ll 1$, las magnitudes de E_{Cd}^α y E_r^α de la integral de resonancia efectiva definida en la ecuación (1.114) son próximos a la unidad. Entonces se puede aproximar la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$, considerando los dos primeros términos de una serie de Taylor, así:

$$I_0(\alpha) \approx I_0 - 0.429\sigma_0(2\alpha) \quad (2.29)$$

Nótese que para valores de $\alpha < 0$ la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ se incrementa y viceversa. Esta dependencia lineal entre la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ y el parámetro de forma α se muestra en la Figura 2.4a para el nucleido ^{198}Au . Sin embargo, esta dependencia se desvía ligeramente para valores extremos de α en los nucleidos ^{64}Cu y ^{99}Mo debido principalmente a que los valores de la integral de resonancia I_0 de estos nucleidos son pequeños en comparación al nucleido ^{198}Au como se muestra en la Figura 2.4b.

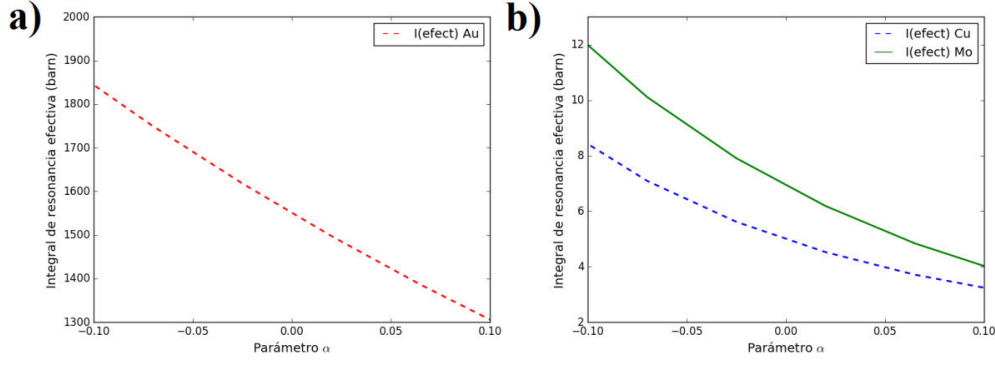


Figura 2.4. Integral de resonancia efectiva en función del parámetro de forma α a) del nucleido ^{197}Au y b) de los nucleidos ^{63}Cu y ^{98}Mo .

De acuerdo a la expresión para el flujo epitérmico de la ecuación (2.19) y por la aproximación desarrollada en la ecuación (2.29), el flujo epitérmico tendrá la siguiente proporcionalidad con respecto al parámetro α :

$$\phi_E(\alpha) = \frac{R_{Cu}a - cR_{Au}}{\Delta + B\alpha} \quad (2.30)$$

Donde $\Delta = ad - bc$ y

$B = 0.858\sigma_{0Cu}\sigma_{0Au}(G_{EAu}G_{TCu}g(T)_{Cu} - G_{ECu}G_{TAu}g(T)_{Au})$ son dos constantes negativa y positiva, respectivamente. Adicionalmente, se observa que para valores de $\alpha < 0$ el término $I(\alpha)_{Au}$ incrementa y el flujo epitérmico $\phi_E(\alpha)$ decrece equitativamente, obteniéndose el producto entre estos dos términos prácticamente constante; es decir:

$$b(\alpha)\phi_E(\alpha) \rightarrow b(\alpha = 0)\phi_E \quad (2.31)$$

Por lo tanto, el flujo convencional térmico $\phi_0(\alpha)$ descrito por la ecuación (2.28) es muy cercano al flujo convencional térmico ϕ_0 descrito por la ecuación (2.16). De esta manera la contribución más importante del parámetro de forma α es en la componente epitérmica. De acuerdo a las aproximaciones consideradas en la ecuación (2.29), el flujo convencional térmico ϕ_0 es considerado así:

$$\phi_0 = \frac{R_{Au}d - bR_{Cu}}{ad - bc} \quad (2.32)$$

2.3. Metodología del cálculo de la sección eficaz de captura

Comúnmente se define la razón de flujos térmico-epitérmico, f , que caracteriza una facilidad de irradiación de la manera siguiente:

$$f = \frac{\phi_T}{\phi_E} \quad (2.33)$$

Definimos así el parámetro h que es la razón entre el flujo convencional térmico y el flujo epitérmico para simplificar algunos resultados.

$$h = \frac{\phi_0}{\phi_E} \quad (2.34)$$

Debido a la relación entre el flujo convencional térmico y el flujo térmico (ver ecuación (1.92)), los parámetros h y f están relacionados del siguiente modo:

$$f = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{T}{T_0}} h \quad (2.35)$$

Donde T_0 es 293.6 K y T es la temperatura neutrónica. La propagación de la incertidumbre de estos parámetros será desarrollada en el Apéndice A.8. La tasa de activación de la ecuación (1.117) fue expresada así:

$$R = g(T)G_T\sigma_0\phi_0 + G_E I_0(\alpha)\phi_E \quad (2.36)$$

Y usando la relación entre flujo térmico y flujo convencional térmico (ecuación (1.92)) en la ecuación anterior, obtenemos:

$$R = g(T)G_T\sigma_0 \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \phi_T \right) + G_E I_0(\alpha)\phi_E \quad (2.37)$$

Además, usando la ecuación (2.35), la tasa de activación es finalmente así:

$$R = \phi_T \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_0}{T}} g(T)G_T\sigma_0 + \frac{1}{f} G_E I_0(\alpha) \right) \quad (2.38)$$

Asimismo, usando la definición de la activación de saturación específica (ver ecuación (1.32) del primer capítulo), la ecuación anterior es expresada así:

$$A_s = \phi_T \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_0}{T}} g(T)G_T\sigma_0 + \frac{1}{f} G_E I_0(\alpha) \right) \frac{N_0}{m_n} \quad (2.39)$$

Donde N_0 es el número total de átomos y m_n es la masa del nucleido. Esta expresión es sumamente útil para estimar la activación de saturación específica A_s en función de la razón de flujo térmico-epitérmico f para una facilidad de irradiación tan solo conociendo el flujo térmico ϕ_T previamente. Esta expresión será considerada en la discusión de resultados.

Siguiendo el desarrollo del parámetro h , tenemos dos maneras de calcular este parámetro h a partir de los datos experimentales. La primera es usando los datos experimentales de la tasa de activación del alambre de Au-Cu y aplicando el método de doble monitor desnudo con la contribución del parámetro de forma α descrito en el sub capítulo 2.2. Por lo tanto, el parámetro h_1 se obtiene dividiendo la ecuación (2.32) entre la ecuación (2.19), es decir:

$$h_1 = \frac{\frac{R_{Au}d-b R_{Cu}}{ad-bc}}{\frac{R_{Cu}a-cR_{Au}}{ad(\alpha)-b(\alpha)c}} \quad (2.40)$$

$$h_1 = \frac{(R_{Au}d-b R_{Cu})(ad(\alpha)-b(\alpha)c)}{(ad-bc)(R_{Cu}a-cR_{Au})} \quad (2.41)$$

Por otro lado, de acuerdo a las aproximaciones consideradas en la ecuación (2.29), el parámetro h_1 será:

$$h_1 = \frac{(R_{Au}d-b R_{Cu})(\Delta+B\alpha)}{(ad-bc)(R_{Cu}a-cR_{Au})} \quad (2.42)$$

Es decir, el parámetro h_1 es linealmente proporcional a α donde Δ y B son constantes negativa y positiva, respectivamente. Este comportamiento del parámetro h fue observado por O. Díaz [30] aplicando el método k_0 .

La segunda manera de determinar el parámetro h es con la tasa de activación de los alambres de Mo y Mo bajo Cd aplicando el método de diferencia de Cd con la contribución del parámetro α . Para este caso, el parámetro h_2 se obtiene dividiendo la ecuación (2.8) entre la ecuación (2.9), es decir:

$$h_2 = \frac{(r_{Cd}F_{Cd}-1)}{g(T)} \frac{G_E}{G_T} \frac{I_0(\alpha)}{\sigma_0} \quad (2.43)$$

Por la aproximación de la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ mostrada en la ecuación (2.29), el parámetro h_2 muestra una dependencia en α debido al comportamiento observado en la Figura 2.5b. Esta figura mostró que la dependencia entre la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ y el parámetro de forma α se desvía del valor I_0 considerablemente para valores extremos de α en el nucleído ^{99}Mo . Esta desviación es debida principalmente a la contribución de los picos de resonancia los cuales son muy notorios como se observa en la Figura 2.5. La variación de la integral de resonancia efectiva $I_0(\alpha)$ con respecto a la integral de resonancia I_0 es de 31% para el nucleído ^{99}Mo . Sin embargo, la variación para el nucleído ^{197}Au es solo del 9% para el mismo flujo neutrónico y $\alpha = -0.05$.

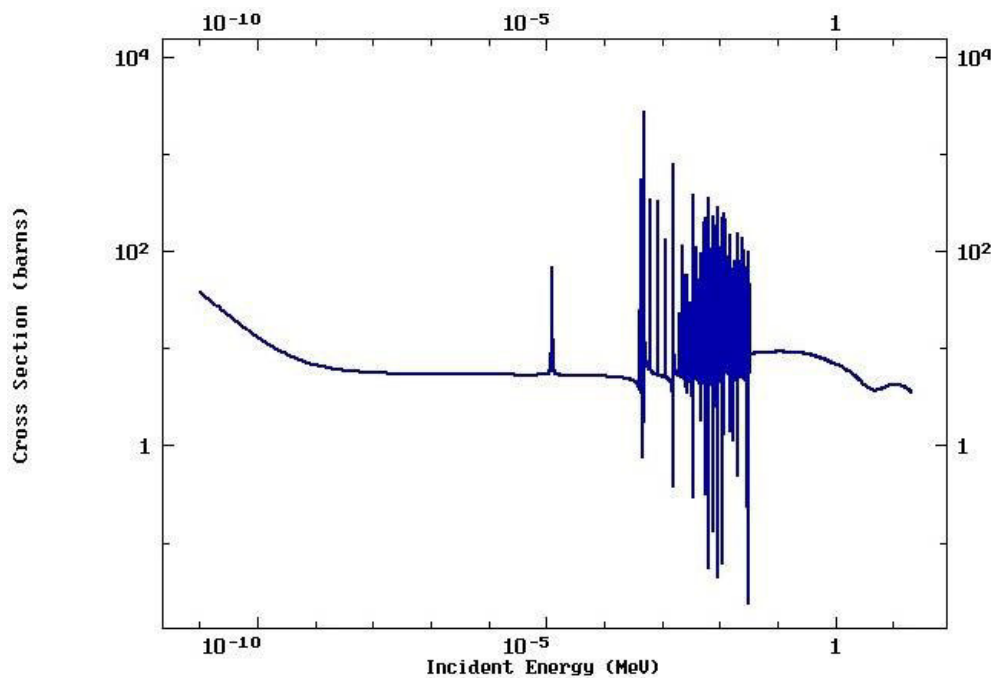


Figura 2.5. La sección eficaz total para neutrones del nucleído ^{98}Mo en función de la energía del neutrón. Esta figura fue tomada de Evaluated Nuclear Data File (ENDF) (1999-2019) [29].

Por otro lado, tanto h_1 como h_2 deben tener el mismo valor debido a que corresponden al mismo campo neutrónico (esto se verifica con las posiciones de las barras de control del núcleo del reactor). Entonces, estas dos funciones convergen para un mismo α en particular pero necesitamos conocer el valor de la sección eficaz σ_0 .

La sección eficaz de la reacción $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$ se determina del modo siguiente:

$$\sigma_0 = \frac{R - R_{Cd}/F_{Cd}}{g(T)G_T\phi_0} \quad (2.44)$$

Donde ϕ_0 es el flujo convencional térmico calculado de acuerdo el método de doble monitor desnudo (ecuación (2.32)). Para lograr dicha convergencia se parte con el valor σ_0 calculado previamente, luego incrementamos o disminuimos el valor de α y la convergencia finaliza cuando $h_1 \approx h_2$ obteniéndose el parámetro α y la sección eficaz de captura σ_0 de ^{98}Mo . En la siguiente sección se explicará cómo se realiza esta iteración y la propagación de la incertidumbre de la sección eficaz calculada de esta manera será desarrollada en Apéndice A.9.

2.3.1. Ciclo de convergencia del parámetro h

A modo de ejemplo se desarrollará la metodología de convergencia de la sección eficaz considerando el factor de absorción de neutrones térmicos en el cadmio de $F_{Cd} = 0.9734$, determinado mediante el código de transporte de MCNP. Para ello se tuvo que hacer un programa en Python (Python es un lenguaje de programación interpretado y de uso libre) donde se determina la intersección de las curvas h_1 y h_2 incrementando o disminuyendo el valor del parámetro α .

La Figura 2.6 muestra los parámetros h_1 y h_2 como funciones de α siendo el valor de la sección eficaz inicial $\sigma_0 = 137 \text{ mb}$ el cual se escogió a modo de ejemplo. Se observa en la Figura 2.7 que las curvas h_1 y h_2 convergen cerca de $\alpha \approx -0.06$. Sin embargo, las razones de flujo tienen una $\Delta h = h_1 - h_2 = 6.14$ cuando el parámetro $\alpha = 0$. Entonces, se actualiza el valor $\alpha \approx -0.06$ en las ecuaciones (2.9) y (2.19) manteniéndose la sección eficaz $\sigma_0 = 137 \text{ mb}$. Suponiendo un comportamiento lineal para este intervalo de α , se calcula un valor de α para el cual la diferencia $\Delta h = h_1 - h_2$ fue alrededor de 10^{-4} , teniendo en cuenta que h_1 y h_2 son funciones no lineales de α .

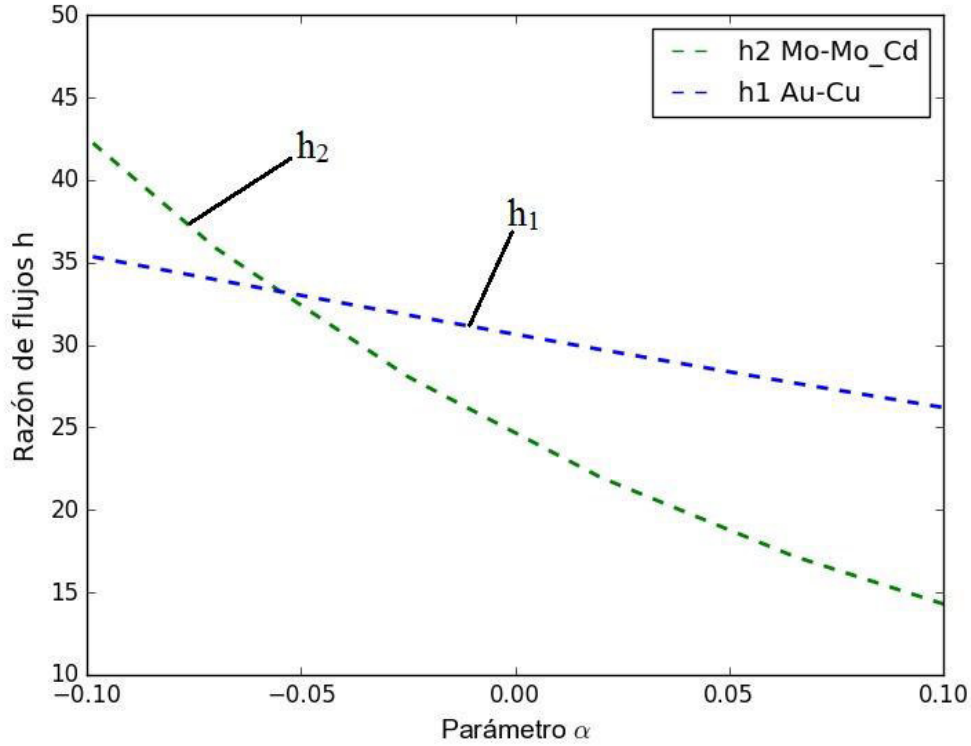


Figura 2.6. Parámetros h_1 y h_2 en función del parámetro α para $\sigma_0 = 137 \text{ mb}$.

También, se observa que el parámetro h_1 disminuye linealmente (ver Figura 2.6); este comportamiento del parámetro h_1 coincide con el comportamiento descrito por la ecuación (2.42). A diferencia del parámetro h_2 que se desvía de esa tendencia para valores extremos de α debido al comportamiento de la integral de resonancia efectiva que se observa en la Figura 2.4b.

Capítulo 3

Procedimiento experimental

3.1. Configuración del núcleo del reactor RP-10

El reactor RP-10 emplea elementos combustibles tipo MTR de U enriquecido al 19.75% de ^{235}U y utiliza agua desmineralizada como moderador neutrónico, refrigerante y blindaje, así como grafito en sólido y berilio puro como reflectores ambos con protector de aluminio. Este reactor de tipo piscina, posee un tanque principal de acero inoxidable de 6 mm de grosor, una altura de 11.2 m y un diámetro de 4.0 m, en cuyo interior a 1 m del fondo, sobre una plataforma de acero, descansa el núcleo que contiene una grilla de aluminio, donde se colocan los elementos combustibles en un máximo de 100 posiciones, en un arreglo de 10×10 como se muestra en la Figura 3.1. Todas las experiencias se realizaron bajo una misma configuración de núcleo N° 44.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J
1										
2					BC1		BF			
3				BS1		BS3				
4										
5				BS2		BC2				
6										
7										
8										
9										
10										

	Sistema neumático (1)
	caja de irradiación (7)
	Reflector berilio (30)
	Reflector grafito (9)
	Elemento combustible normal (CNEA)
	Elemento combustible de control (NUKEM)
	Elemento combustible normal (NUKEM)
	Barra de control fina (BF)
	vacío

Figura 3.1. Configuración del núcleo N°44 del reactor RP-10.

En cuanto a las dimensiones del núcleo del reactor, cada grilla tiene una dimensión de $77\text{ mm} \times 82\text{ mm}$ obteniéndose una área transversal del núcleo de $385\text{ mm} \times 410\text{ mm}$. Por otro lado, la altura del núcleo puede ser variado debido a su estructura; sin embargo, lo que se considera para su modelamiento es la *zona activa* (zona donde está presente el material combustible) el cual tiene una longitud de 615 mm .

Asimismo, en la Figura 3.1 se muestra las posiciones de las barras de control con sus respectivas identificaciones (BS 1-3 y BC 1-2) y la barra fina (BF) ubicada en la posición G2, las cuales son insertadas de manera parcial o total entre los elementos combustibles de control. La barra de control y la barra fina tienen una dimensión de $77\text{ mm} \times 82\text{ mm}$.

En el primer grupo de experiencias realizadas para implementar el “método de doble monitor desnudo” se utilizó las espadas G1 y G2 las cuales fueron ubicadas en la ranura entre la caja de irradiación E4 y el elemento combustible E5 (raya de color púrpura de la Figura 3.2), empleándose una espada de aluminio de 0.7 mm de espesor considerando que la ranura de separación es de 0.3 mm .

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J
1										
2										
3										
4										
5										
6										
7										
8										
9										
10										

Figura 3.2. Ubicación de las espadas (raya púrpura y rojo) en el núcleo del reactor.

El segundo grupo de experiencias fue realizado para determinar la sección eficaz de captura de ^{98}Mo irradiándose los monitores en la posición de irradiación G6 del núcleo del reactor; a fin de ello, se tuvo que diseñar un caja de irradiación especial. Generalmente, la caja de irradiación consiste en una caja de aluminio hueca con un marco guía de aluminio justamente en el medio de la caja de irradiación (a una distancia alrededor de $\sim 41\text{ mm}$ del reflector de berilio situado en la posición H6) donde se coloca la espada de aluminio. Sin embargo, la caja de irradiación construida en esta oportunidad fue especial porque permitía ubicar los monitores lo más cerca posible al reflector ubicado en la posición H6. En efecto, se colocó una caja de irradiación con una estructura interna de aluminio tipo 1050, diseñada para facilitar la colocación de la espada (raya de color rojo de la Figura 3.2) a una distancia de 11.3 mm del reflector de berilio situado en la posición H6. En la Figura 3.3 se muestra el trazado de la caja de irradiación diseñada ubicada al lado del reflector de berilio.

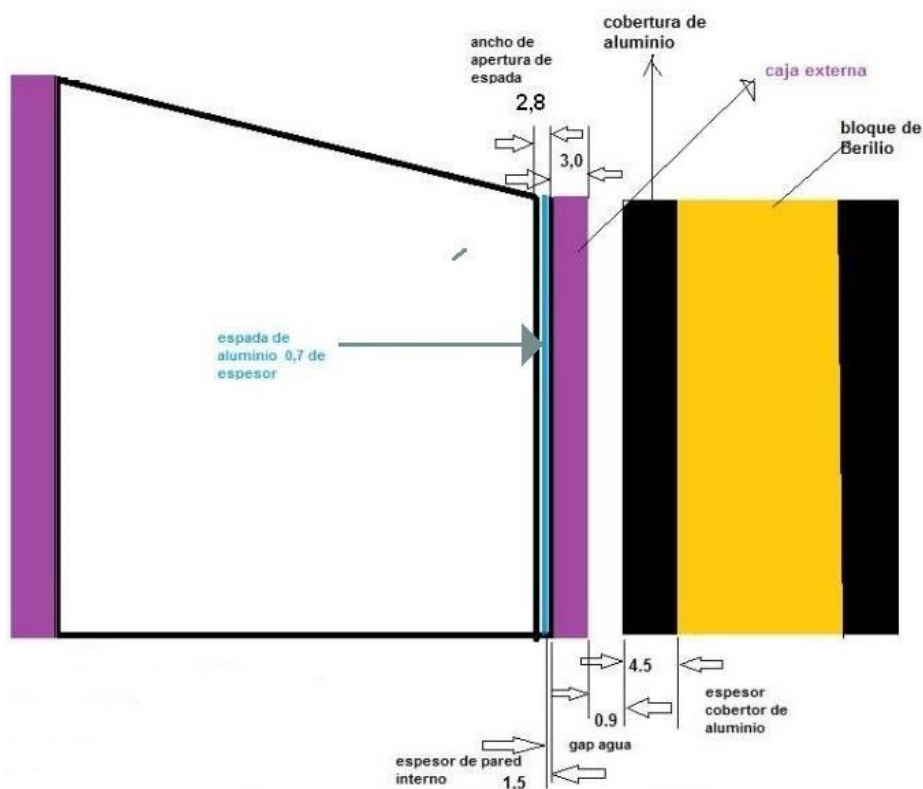


Figura 3.3. Esbozo de la espada dentro de su caja de irradiación y distancias con respecto al reflector de berilio (bloque de berilio) expresadas en mm .

Las aleaciones de aluminio son empleadas en diversos reactores de investigación principalmente por sus propiedades químicas y nucleares, bajo costo económico y maleabilidad. Sin embargo, es sumamente importante asegurar que la aleación de aluminio tenga mínimas impurezas químicas a fin de no producir radioisótopos de largo periodo de semidesintegración.

En ese sentido, escogimos la aleación de aluminio tipo 1050 porque esta aleación tiene mínimas concentraciones de impurezas, las cuales fueron identificadas empleando el análisis por activación neutrónica (AAN) por el Laboratorio de Técnicas Analíticas del Centro Nuclear RACSO; encontrándose impurezas como Co (15.0 ± 2.0) *mg/kg*, Ga (86.0 ± 5.0) *mg/kg*, Fe (0.240 ± 0.040) % entre otros (ver Anexo 1).

El tercer grupo de experiencias fue realizado intercambiando el reflector de berilio situado en la posición H6 por un reflector de grafito en la misma posición. Igual que en el caso anterior, la espada fue ubicada a una distancia cercana (alrededor de 11.3 *mm*) del reflector de grafito como muestra la Figura 3.2 (raya de color rojo).

El objetivo de ubicar los monitores a una distancia de 11.3 *mm* es disminuir los procesos de moderación en los neutrones al atravesar el agua desmineralizada (moderador); en comparación con la ubicación recurrente de la espada en el centro de la caja de irradiación cuya distancia es alrededor de ~ 41 *mm* del reflector de berilio situado en la posición H6. Cabe recordar que el camino libre medio del neutrón $l_{(n,n)}$ en el moderador (agua) es ~ 4.31 *mm* (ver sub capítulo 1.2).

3.2. Procedimiento operativo

Las mediciones experimentales para caracterizar el perfil de flujo neutrónico de la facilidad de irradiación o caja de irradiación por el método propuesto y validación de los resultados para la determinación experimental de la sección eficaz de la reacción $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$ fueron separadas en tres grupos de mediciones, las cuales son detalladas en lo siguiente.

3.2.1. Procedimiento operativo I

En esta sección detallaremos el primer grupo de experiencias donde los monitores de flujo fueron irradiados para implementar el método propuesto de doble monitor desnudo en el reactor RP-10. Estas irradiaciones fueron realizadas en la facilidad de irradiación E4 el cual fue descrito en la sección anterior. Se realizaron dos experiencias a fin de comparar los resultados de los parámetros de flujo neutrónico calculados mediante el método propuesto y el empleado convencionalmente por el formalismo de Westcott.

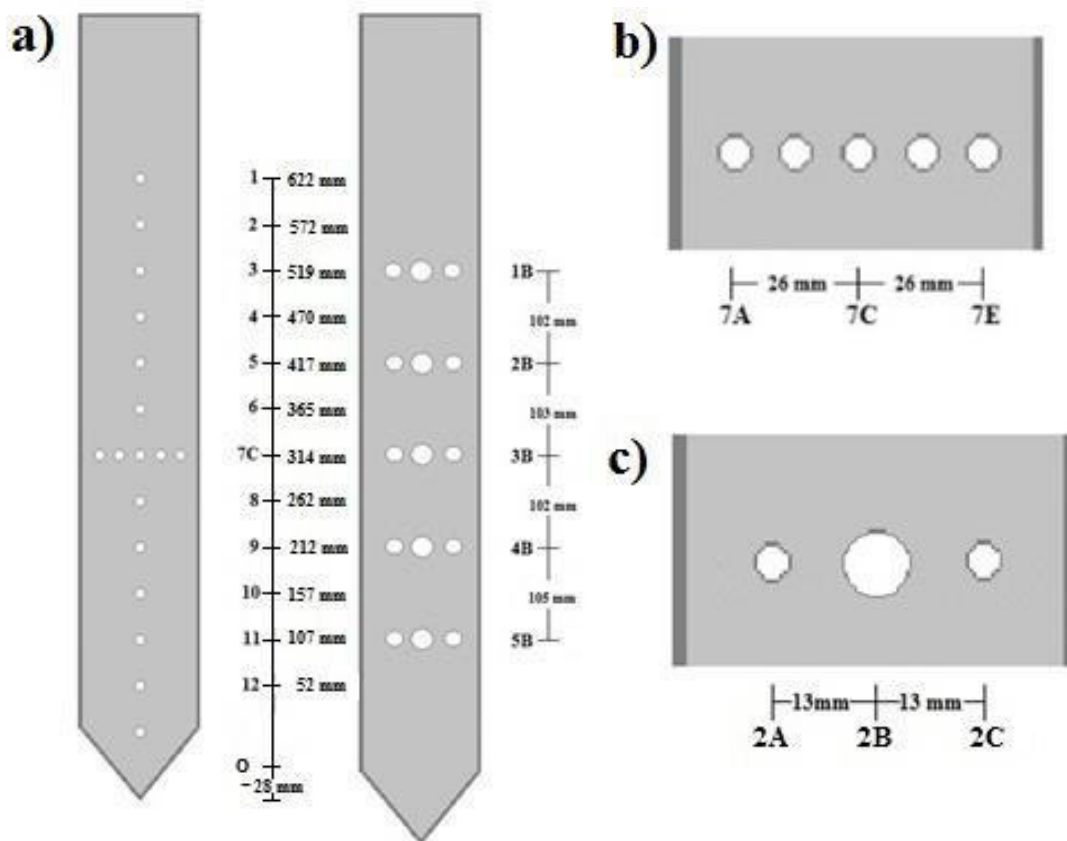


Figura 3.4. a) Esquema de las posiciones de los monitores en las espadas G1 y G2. b) Esquema de las posiciones laterales de 7C. c) Esquema de las posiciones laterales de 2B.

En la experiencia 1 se aplicó el método de doble monitor desnudo empleando alambre de Au (1.55 %)-Cu de 1 mm de diámetro con una masa promedio de $(17.72 \pm 0.01) \text{ mg}$ y $(2.82 \pm 0.01) \text{ mm}$ de longitud, medidas con un vernier de

0.01 mm de precisión. Se colocaron 12 alambres de Au (1.55 %)-Cu a lo largo de la espada denominada G1 con una separación entre posiciones de 50 mm, tal como se aprecia en la Figura 3.4a donde “O” es la posición de referencia de inicio de la zona activa. Se colocaron también alambres de Au (1.55 %)-Cu en las posiciones 7A y 7E para evaluar la variación lateral del flujo neutrónico tal como se muestra en la Figura 3.4b.

Para determinar el perfil neutrónico mediante la convención de Högdahl por el método de doble monitor desnudo es necesario emplear dos isótopos distintos con diferentes propiedades nucleares de activación. En la Tabla 3.1 se muestra las constantes de los monitores utilizados que cumplen esta característica. Los valores de autoapantallamiento térmico G_T y epitérmico G_E de los alambres de Au-Cu fueron calculados por MCNP tal como recomienda el OIEA.

Tabla 3.1. Datos y constantes nucleares de ^{63}Cu y ^{197}Au en forma de alambre los cuales fueron encontrados en [24], [25] y [12].

Magnitud	^{197}Au		^{63}Cu	
	valor	Incertidumbre	valor	Incertidumbre
Masa molar (g/mol) ²⁴	196.9665	0.0001	63.546	0.003
Abundancia isotópica ¹²	1	-	0.69174	0.0002
Concentración másica	0.0155	0.0001	0.9845	0.0001
Energía gamma (keV) ²⁵	411.8	0.17	511.003	0.002
Rendimiento γ ²⁵	0.9562	0.0006	0.3504	0.003
λ (s ⁻¹) ²⁵	2.9776×10^{-6}	3×10^{-10}	1.5160×10^{-5}	2×10^{-9}
$g(T=20^\circ\text{C})$ ¹²	1.0054	-	1.0002	-
G térmico	0.98	0.01	0.98	0.01
G epitérmico	0.758	0.01	0.69	0.01
I_0 (b) ¹²	1550	28	4.97	0.08
σ_0 (b) ¹²	98.65	0.09	4.50	0.02

Nótese que al lado derecho de los valores de las constantes nucleares se encuentran sus respectivas incertidumbres, las cuales son de tipo B. La diferencia entre una incertidumbre tipo A y tipo B, así como otros términos estadísticos, es explicada en el Apéndice A.1.

Para la experiencia 2 se aplicó el método de diferencia de cadmio empleándose hojuelas de Au de 99,995% de pureza, 4 mm de diámetro con una masa de $(5.37 \pm 0.01) \text{ mg}$ y $(0.025 \pm 0.002) \text{ mm}$ de espesor con un cobertor de Cd de 1 mm de espesor mostrado en la Figura 3.4. El diseño de la espada G2 permite colocar monitores en forma axial en columnas identificadas como A, B y C, donde la separación entre los extremos fue de 26 mm (ver Figura 3.4c). En la misma espada G2 se colocó una hojuela de Au bajo cobertor de Cd en la columna 2A y una hojuela de oro desnuda en la columna 2C tal como se muestra en la Figura 3.5.



Figura 3.5. Hojuelas de Au de alta pureza, una dentro del cobertor de Cd y la otra sola.

Las constantes nucleares empleadas para medir el flujo neutrónico por el método de diferencia de Cd dentro de la convención de Högdahl se muestran en la Tabla 3.2. En tanto, la eficiencia de detección de energía completa $\varepsilon(E_\gamma)$ y los valores de autoapantallamiento térmico G_T y epitérmico G_E de las hojuelas de Au fueron dados por los laboratorios TEAN y CASE del IPEN respectivamente. Nótese que los factores de autoapantallamiento térmico G_T y epitérmico G_E de ^{197}Au son diferentes al caso anterior, esto se debe principalmente a la forma del monitor. En el caso anterior el monitor tenía una geometría cilíndrica; en cambio, para el experiencia 2 se usó hojuelas de Au.

Ambas espadas se irradiaron en forma consecutiva a una potencia de 1 kW durante 2 horas. Es necesario que ambas irradiaciones sean muy similares y una manera de verificar las similitudes de ellas es a través de las barras de control. En el presente caso, las barras de seguridad fueron extraídas al 100%, la barra de control (BC1) totalmente extraída, la barra de control (BC2) con un porcentaje de extracción del 30% y la barra fina (BF) con un porcentaje de extracción de 44% en ambas operaciones de irradiación.

Tabla 3.2. Datos y constantes nucleares de ^{197}Au en forma de hojuela.

Magnitud	Valor	Incertidumbre
Concentración másico	0.9999	0.0001
$g(T=20^{\circ}\text{C})^{12}$	1.0054	-
G térmico	0.97	0.01
G epitérmico	0.47	0.01
Eficiencia	3.328×10^{-3}	7.3×10^{-5}

El porcentaje de extracción de las posiciones de la barras de control (BC) es cuantificado considerando la cantidad de *veneno radiactivo* presente producido por los fragmentos de fisión y sus productos de desintegración. Por ejemplo, los dos venenos radiactivos más importantes son el ^{135}Xe y el ^{149}Sm , los cuales tienen alta sección eficaz de captura para los neutrones térmicos. Además, este porcentaje de extracción es dado de tal manera para alcanzar el *estado crítico* del reactor. El estado crítico del reactor es cuando el número de neutrones de una generación es igual al de la generación precedente (Travesi, 1975).

Las mediciones de la tasa de activación de los monitores se realizaron usando una cadena de espectrometría gamma de alta resolución empleando un detector de Ge (HP) de 70% de eficiencia relativa. Esta eficiencia relativa es obtenida comparando este detector con un detector con cristal de INa de $3 \times 3''$ a una distancia fuente-detector de 25 mm definida para el fotopico de 1332.5 keV de ^{60}Co de acuerdo al fabricante ORTEC.

3.2.2. Procedimiento operativo II

En esta sección detallaremos el segundo grupo de experiencias donde alambres de la aleación Au (1.55%)-Cu y de Mo natural fueron irradiados para determinar el flujo neutrónico por la extensión del método de doble monitor desnudo y la sección eficaz de captura del radioisótopo ^{98}Mo . Para ello se tuvo que diseñar una caja de aluminio con una estructura interna en aluminio tipo 1050 a fin de poder colocar la espada a una distancia de 11.3 mm respecto al reflector de berilio situado en la posición H6.

La caja fue colocada en la posición de irradiación G6 de la grilla del reactor. Para asegurar la plena inserción de la espada en la caja, se fija en su tope un papel fosforescente amarillo cuya silueta desaparece cuando ingresa la espada indicando la plena introducción de la misma. Tal estructura tiene una ranura de 2.8 mm de grosor y 65 mm de longitud orientada en forma paralela al reflector de berilio colocado en la posición H6.

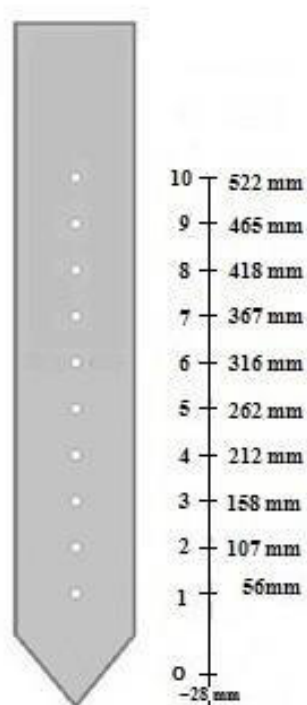


Figura 3.6. Relación en términos de distancia entre los monitores en las espadas A1, A2 y A3, y la zona activa establecida en el elemento combustible.

A través de la ranura de la estructura se introduce la espada de aluminio de 800 mm de longitud, 65 mm de ancho y 0.7 mm de grosor provisto de 11 agujeros que cubren todo el rango de la zona activa de elemento combustible (ver Figura 3.6), en cuyos agujeros se colocan los diversos monitores de flujo siguiendo una distribución en posición según la experiencia a realizar.

Para evaluar el perfil neutrónico se emplea monitores de aleación Au (1.55%)-Cu en forma de alambre de 1 mm de diámetro con una masa promedio de (8.48 ± 0.01) mg y (1.34 ± 0.01) mm de longitud, y para determinar experimentalmente la sección eficaz se utilizó Mo de 99.95% de pureza. El peso exacto de los monitores se determina en una balanza analítica de 0.01 mg de precisión y para medir la longitud de los alambres se usó un vernier digital de 0.01 mm de precisión.

Tabla 3.3. Datos y constantes nucleares de ^{197}Au , ^{63}Cu y ^{98}Mo en forma de alambre los cuales fueron tomados de [24], [25], [12] y [31].

Magnitud	^{197}Au		^{63}Cu		^{98}Mo	
	valor	Incertid.	valor	Incertid.	valor	Incertid.
Masa molar (g/mol) ²⁴	196.9665	0.0001	63.546	0.003	95.94	0.01
Abundancia Isotópica ¹²	1	-	0.69174	0.0002	0.241329	0.000241
Concentración Másica	0.0155	0.0001	0.9845	0.0001	0.9995	0.0001
Energía gamma (keV) ²⁵	411.8	0.17	511.003	0.002	739.503	0.017
Rendimiento γ ²⁵	0.9562	0.0006	0.3504	0.003	0.1212	0.0015
λ (s ⁻¹) ²⁵	2.9776×10^{-6}	3.3×10^{-10}	1.5160×10^{-5}	2×10^{-9}	2.9195×10^{-6}	6×10^{-10}
g(T=20°C)	1.0054 ¹²	-	1.0002 ¹²	-	1.0008 ⁵	-
G térmico	0.98	0.01	0.98	0.01	0.99379	0.001
G epitérmico	0.83	0.01	0.74	0.01	0.8705	0.001
I_0 (b) ¹²	1550	28	4.97	0.08	6.9	0.3
$\sigma_0(b)$ ¹²	98.65	0.09	4.52	0.02	0.137	0.005
Energía de resonancia (eV) ³¹	5.65	-	1040	-	241	-

En la Tabla 3.3 se muestran las constantes nucleares de los monitores utilizados en las experiencias 3, 4 y 5 para evaluar el flujo neutrónico por el método de doble monitor desnudo y método de diferencia de Cd dentro de la convención de Högdahl modificado. Adicionalmente, se muestra los valores de autoapantamiento térmico G_T y epitérmico G_E para los alambres de la aleación de Au (1.55%)-Cu y Mo los cuales fueron calculados por MCNP.

Para la experiencia 3 se colocaron 7 alambres de Au (1.55 %)-Cu a lo largo de la espada denominada A1 con una separación entre posiciones de 50 *mm*, tal como se aprecia en la Figura 3.6 donde “0” es el inicio de referencia de la zona activa.

Para la experiencia 4 se aplicó el método de diferencia de cadmio empleándose alambres de Mo de 99.95% de pureza, 0.52 *mm* de diámetro con una masa de alrededor de (4.80 ± 0.01) *mg* y (3.12 ± 0.01) *mm* de longitud bajo cubierta de Cd de 0.7 *mm* de espesor en la espada A2. Debido al espesor del cobertor de Cd de 0.7 *mm*, el factor de absorción de neutrones térmicos F_{Cd} correspondiente fue 0.9734 el cual fue calculado por MNCP. En tanto, para la experiencia 5 se colocaron alambres de Mo desnudos de masa promedio de (4.54 ± 0.01) *mg* y (2.93 ± 0.01) *mm* de longitud en la espada A3 desde la posición 2 a la posición 8 (ver Figura 3.6).



Figura 3.7. Acondicionamiento de los monitores.

Los monitores, tanto de Au (1.55%)-Cu como los de Mo, se acondicionan en una envoltura de polietileno, como muestra la Figura 3.7, y se colocaron en forma centrada en los agujeros dispuestos en las espadas cubriendo ambos lados de las espadas con cinta adhesiva. Si bien la envoltura de polietileno atenúa a los neutrones, esta atenuación es despreciable según R. Benzing *et al.* [32].

Todas las espadas se irradiaron en forma consecutiva en la misma jornada de trabajo a una potencia de 3 kW durante 2 horas para los alambres de Au-Cu, y 3 horas para los alambres de Mo empleando reflectores de berilio. Estos tiempos de irradiación fueron previamente determinados con la finalidad de obtener una incertidumbre de conteo de fotones menor a 1% y minimizar la incertidumbre de la variable de tiempo de irradiación el cual es inversamente proporcional a éste.

Idealmente esta incertidumbre debería ser próximo a cero; sin embargo, debido a las condiciones experimentales como el tiempo que le toma al operador del reactor colocar la espada con los monitores en la caja de irradiación del núcleo del reactor y alcanzar la potencia requerida. Esto genera una cierta incertidumbre (tipo A) del tiempo de irradiación lo cual puede ser minimizado incrementando el tiempo de irradiación.

Se establece una secuencia de subida de barras de seguridad manteniendo la barra de control BC2 en un valor de 42.5% y la barra fina BF en 50% para todas las experiencias, fluctuando el valor de la barra de control BC1 entre 60% y 70% y las demás al 100% de extracción.

3.2.3. Procedimiento operativo III

En esta sección detallaremos el tercer grupo de experiencias donde alambres de la aleación Au (1.55%)-Cu y de Mo natural fueron irradiados para determinar el flujo neutrónico por la extensión del método de doble monitor desnudo y la sección eficaz de captura del radioisótopo ^{98}Mo usando reflector de grafito en la posición H6 del núcleo del reactor detallado en la Figura 3.2. A fin de comparar el flujo neutrónico y la actividad específica de ^{99}Mo con los resultados de la sección

anterior se utilizó la misma posición de irradiación G6 para cuyo efecto se colocó la caja de irradiación de aluminio tipo 1050 descrita anteriormente. El proceso de irradiación de los monitores fue similar al procedimiento operativo II descrito en la sección anterior.

Para evaluar el perfil neutrónico se emplea monitores de aleación Au (1.55%)-Cu en forma de alambre de 1 mm de diámetro con una masa promedio de $(8.69 \pm 0.01) \text{ mg}$ y $(1.44 \pm 0.01) \text{ mm}$ de longitud. La experiencia 6 consistió en colocar 7 alambres de Au (1.55 %)-Cu a lo largo de la espada denominada A1 con una separación entre posiciones de 50 mm, tal como se aprecia en la Figura 3.6 donde “0” es el inicio de referencia de la zona activa.

Para la experiencia 7 se colocaron 7 monitores de Mo de 99.95% de pureza en forma de alambre de 0.52 mm de diámetro con una masa promedio de $(5.08 \pm 0.01) \text{ mg}$ y $(3.48 \pm 0.01) \text{ mm}$ de longitud bajo cubierta de Cd de 0.7 mm de espesor en la espada A2. En tanto, para la experiencia 8 se colocaron 7 alambres de Mo desnudos de 99.95% de pureza en forma de alambre de 0.52 mm de diámetro con una masa promedio de $(5.08 \pm 0.01) \text{ mg}$ y $(3.53 \pm 0.01) \text{ mm}$ de longitud en la espada A3 en las posiciones 2 a 8 (ver Figura 3.6).

Las constantes nucleares de los monitores de las experiencias 6, 7 y 8 son mostrados en la Tabla 3.3 para evaluar el flujo neutrónico por el método de doble monitor desnudo y sección eficaz de captura de la reacción $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$.

3.3. Sistema de medición por espectrometría gamma de alta resolución

La medición de la tasa de activación involucra la medición de las emisiones gamma asociadas a la reacción tipo $^A_ZX(n, \gamma)^{A+1}_ZX$, reacción nuclear de captura de neutrones, producida en el núcleo del reactor, la cual fue determinada de acuerdo a la ecuación (1.31), es decir:

$$R = \frac{M_{\text{MoI}}}{m \cdot c N_A \eta} \frac{C^* f F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_e}} \frac{\delta_c}{(1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (3.1)$$

Donde los principales términos y cruciales para tener un adecuado resultado, son el conteo de fotones detectados C_f^* y la eficiencia del detector del pico a energía completa $\varepsilon(E_\gamma)$. Para cuyo efecto, es necesario establecer un sistema de espectrometría gamma adecuado para el conteo de fotones C_f^* y determinar la eficiencia del detector $\varepsilon(E_\gamma)$ usada para cada energía gamma detectada, la cual depende del nucleido medido.

A continuación se explicará sucintamente cómo es este sistema de espectrometría gamma, el cual fue usado para obtener los conteos de fotones C_f^* para cada isótopo. Los núcleos al ser activados en el núcleo del reactor emiten predominantemente radiación gamma; y al no poseer carga (debido a que son fotones), es necesario convertir tal energía en una señal o un pulso electrónico adecuado.



Figura 3.8. Configuración estructural del sistema de espectrometría gamma de alta resolución el cual consta de A: Termo criogénico de nitrógeno líquido; B: Detector semiconductor de GeHp y C: Portamuestra fabricado en material 3D (ABS).

El detector semiconductor de germanio hiperpuro (GeHp) (ver Figura 3.8) bajo un voltaje de trabajo determinado mide el número de portadores de carga provocado por la radiación gamma emitida por el isótopo. Debido a que la energía promedio necesaria para la generación de un par de portadores de carga es constante, entonces conociendo el número de estos portadores de carga se obtiene la energía de la radiación que provocó el evento. Entonces, la amplitud de la señal originada es directamente proporcional a la carga generada en el detector y cuyo procesamiento, en una primera etapa, es realizado por el preamplificador.

Los detalles del preamplificador fueron descritos por P. Mendoza [18] los cuales son: el preamplificador entrega una señal con amplitud proporcional a $-Q/C$, donde Q es la carga depositada por una interacción y C es la capacidad de carga del circuito equivalente; esta señal es posteriormente amplificada y convertida a una función de forma gaussiana en el tiempo en el amplificador, con un valor de altura de pulso entre 0.1 V y 10 V , teniendo una duración de $6\text{ }\mu\text{s}$. Esta señal analógica generada se convierte en una digital mediante el convertidor analógico digital (ADC). La señal digital obtenida por el ADC es transferida y almacenada en un analizador multicanal, en donde es clasificada, según la amplitud del pulso de voltaje, en diferentes canales, obteniendo finalmente un histograma (espectro gamma) el cual es evaluado mediante diversos algoritmos de cálculo permitiendo identificar y cuantificar la presencia de un elemento dado en la muestra irradiada.

Para este trabajo, todos los monitores de flujo se midieron en un sistema de espectrometría gamma de alta resolución compuesto por un detector marca ORTEC modelo GEM70P4 de 70% de eficiencia relativa y resolución de 1.9 keV para el pico de 1332.5 keV del ^{60}Co empleando el programa Genie 2K v2.0 de Canberra para la adquisición e identificación de los elementos presentes en el monitor. El sistema de espectrometría gamma de alta resolución pertenece al Laboratorio de Técnicas Analíticas TEAN del Reactor RP-10 de Huarangal el cual es mostrado en la Figura 3.8.

La calibración del sistema de detección gamma en un rango de energía entre 122 keV y 1408 keV fue realizada empleando un fuente patrón de ^{152}Eu en un

trabajo anterior por P. Mendoza [33]. Los fotopicos de mayor intensidad fueron ajustados por regresión lineal de energía vs canal obteniendo un factor de calibración de 0.49 keV/canal .

Para la medición de la radiación gamma se empleó una portamuestra fabricada en material 3D (ABS, siglas en inglés de Acrylonitrile Butadiene Stynene) que produce una atenuación gamma despreciable para energías menores a 1 MeV presentando cinco posiciones de conteo tal como se muestra en Figura 3.9.

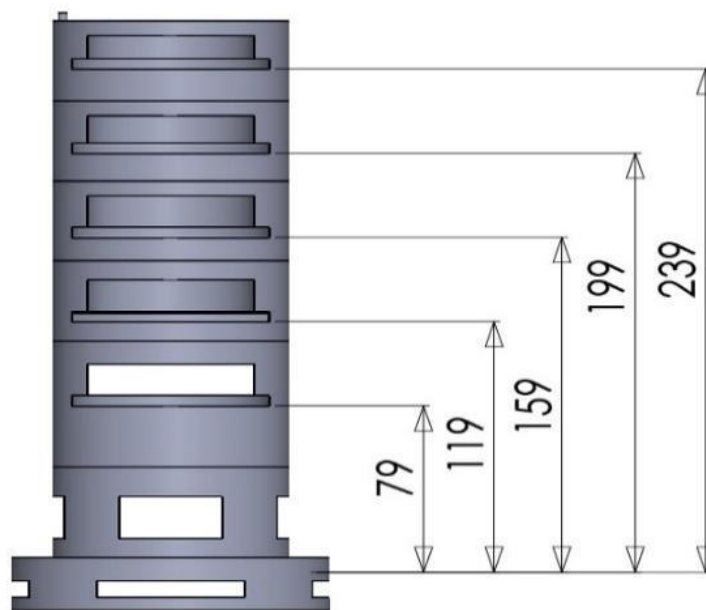


Figura 3.9. Vista esquemática del portamuestra con posiciones de medición y distancia respecto al detector expresada en *mm*.

La medición del espectro gamma se realizó con un porcentaje de tiempo muerto menor que 5% y tiempo de medición lo suficiente para asegurar un mínimo de 10000 cuentas con lo cual se obtendría una incertidumbre estadística del 1% asumiendo una distribución de Poisson de las cuentas. La distancia de medición empleada para todos los monitores fue de $(119 \pm 1) \text{ mm}$ y con excepción de los monitores de Au-Cu en la experiencia 8, los cuales fueron medidos a una distancia de $(239 \pm 1) \text{ mm}$.

Para determinar la eficiencia de detección del pico a energía completa (full-energy peak detection efficiency, nombre en inglés) en función de la distancia fuente-detector fue necesario usar dos fuentes patrones calibradas y certificadas por el

OIEA cuyas energías son conocidas con bastante precisión y se encuentran en el rango de 80 keV y 1500 keV. Las fuentes patrones usadas en el presente trabajo fueron ^{133}Ba y ^{152}Eu .

La *eficiencia absoluta* de un proceso se define como la relación entre los eventos que emite la fuente y los recogidos por el detector. En un caso particular, la eficiencia de pico es considerada como la misma definición anterior pero fijada en el fotopico o pico de plena absorción de energía. Por otro lado, la eficiencia tiene dos factores: uno geométrico y otro intrínseco. El primero depende de la forma de la fuente y de la distancia respecto al cristal del detector, y el segundo se refiere a la cantidad de procesos registrados en función de los que llegan al propio detector. Entonces, la eficiencia de pico a energía completa $\varepsilon(E_\gamma)$ se define así:

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{C_f^* F_a(E_\gamma) \lambda}{A_0 e^{-\lambda t_e} \Gamma(E_\gamma) (1 - e^{-\lambda t_m})} \delta_c \quad (3.2)$$

Donde E_γ es la energía del fotopico, t_m es el tiempo de medición, C_f^* es el área del fotopico de energía medido en el tiempo t_m , δ_c es el factor de corrección por el tiempo muerto (los valores del tiempo muerto son mostrados en el Apéndice A.12), A_0 es la actividad de referencia de la fuente de calibración, t_e es el tiempo de decaimiento desde la fecha de referencia hasta la fecha de medición. $\Gamma(E_\gamma)$ es el rendimiento de la línea gamma de energía E y $F_a(E_\gamma)$ es el factor de atenuación gamma en la matriz de la fuente dado por el fabricante; en este caso, la matriz fue de aluminio.

En la Figura 3.10 se observa los datos experimentales (círculos negros) de la eficiencia $\varepsilon(E_\gamma)$ para la distancia de medición de 119 mm calculadas para las correspondientes energías de las fuentes patrones, ^{133}Ba y ^{152}Eu según la ecuación (3.2) cuyos valores son mostrados en la Tabla A.2 (ver Apéndice A.11). También se observa que $\varepsilon(E_\gamma)$ tiene una dependencia decreciente con la energía para este tipo de detector, ORTEC modelo GEM70P4.

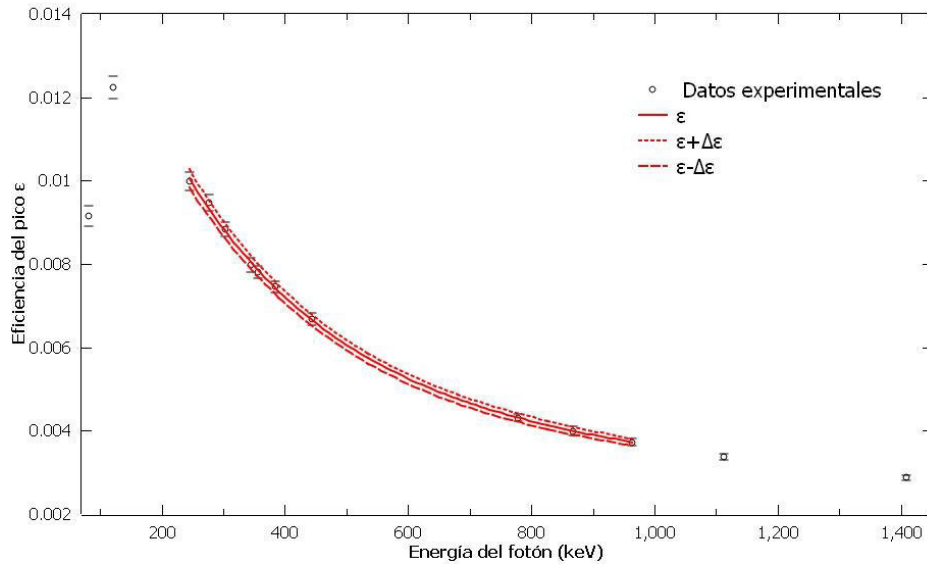


Figura 3.10. Eficiencia del pico a energía completa calculada para la distancia de 119 mm.

La eficiencia del pico $\varepsilon(E_\gamma)$ comprende tres regiones: la primera región de energía del fotón menor a 100 keV predomina el efecto fotoeléctrico donde fotones de baja energía depositan toda su energía y es casi improbable que abandone el cristal del detector. Además, para el rango de energía entre 100 keV y 200 keV aparece un máximo llamado *simas de Compton* dando origen a la región de energía con predominio del efecto Compton. Por último, la aniquilación de pares es predominante para energías superiores a 1000 keV.

La propagación de la incertidumbre en la eficiencia del pico a energía completa es desarrollada en el Apéndice A.10 donde se observó que el parámetro que más influye en la incertidumbre estándar combinada de la eficiencia $\varepsilon(E_\gamma)$ es la incertidumbre en la actividad de las fuentes patrones la cual es proporcionada por el fabricante. El término *incertidumbre estándar combinada* es definido en el Apéndice A.2. Los datos experimentales de las fuentes patrones y las constantes nucleares para la calibración, cuyos valores son certificados por el OIEA, están en la Tabla A.1 (ver Apéndice A.11).

Para obtener la curva de eficiencia se interpolan las eficiencias de las correspondientes energías de las fuentes patrones para el rango de energía de

200 keV y 1000 keV. La curva de ajuste de la eficiencia del pico $\varepsilon(E)$ fue calculada considerando un ajuste exponencial de tercer orden según:

$$\varepsilon(E) = x_0 + A_1 \exp\left(-E/t_1\right) + A_2 \exp\left(-E/t_2\right) + A_3 \exp\left(-E/t_3\right) \quad (3.3)$$

Adicionalmente, la Figura 3.10 muestra una línea continua de color roja la cual es la curva de ajuste $\varepsilon(E)$ para la distancia de medición 119 mm para el rango de energía de 200 keV a 1000 keV según la ecuación (3.3) cuyos coeficientes son mostrados en la Tablas 3.4. Similarmente, se obtuvo las curvas de ajuste (líneas discontinuas) de la cota superior $\varepsilon(E) + \Delta\varepsilon(E)$ y cota inferior $\varepsilon(E) - \Delta\varepsilon(E)$ para determinar las incertidumbres correspondientes para esta distancia de medición. Los coeficientes de las curvas de ajuste son mostrados en la Tabla 3.4 para la posición de conteo de 119 mm.

Tabla 3.4. Coeficientes obtenidos del ajuste exponencial de orden 3 para la distancia de **119 mm**.

Coeficientes	119 mm		
	$\varepsilon(E) - \Delta\varepsilon(E)$	$\varepsilon(E)$	$\varepsilon(E) + \Delta\varepsilon(E)$
x_0	-0.001272	0.002322	-0.002613
A_1	-1.459	-1.162	-1.134
t_1	602.8	361.0	649.8
A_2	0.7294	0.1128	0.1895
t_2	672.4	433.1	472.7
A_3	0.7496	1.067	0.9671
t_3	540.2	353.3	689.7

Las eficiencias para las energías gammas de cada isótopo de interés para la posición de conteo de 119 mm son mostrados en la Tabla 3.5 donde $\Delta\varepsilon(E)$ es la incertidumbre estándar combinada de la eficiencia del pico a energía completa. Nótese que las incertidumbres $\Delta\varepsilon(E)$ calculadas de las cotas inferior y superior son muy próximas. Este comportamiento es diferente a las incertidumbres $\Delta\varepsilon(E)$ calculadas mediante una interpolación $\ln(\varepsilon(E))$ vs $\ln(E)$ en donde la incertidumbre de una cota difiere considerablemente de la otra. En adelante, se

considerará la incertidumbre $\Delta\varepsilon(E)$ como la incertidumbre mayor de las calculadas de la cota inferior o superior.

Tabla 3.5. Eficiencia del pico a energía completa de los radioisótopos usados para la distancia de **119 mm**.

Radioisótopo	Energía (keV)	119 mm		
		$\varepsilon(E)$	$(\varepsilon(E) + \Delta\varepsilon(E))$	$(\varepsilon(E) - \Delta\varepsilon(E))$
¹⁹⁷ Au	411.8	7.176×10^{-3}	7.290×10^{-3}	7.060×10^{-3}
⁶³ Cu	511	6.051×10^{-3}	6.157×10^{-3}	5.954×10^{-3}
⁹⁸ Mo	739.503	4.520×10^{-3}	4.639×10^{-3}	4.457×10^{-3}

Es importante conocer la variación de la incertidumbres relativa $\Delta\varepsilon_r(E)$ para diferentes energías. Por lo tanto, en la Tabla 3.6 se presenta las eficiencias relativas calculadas de las curvas de ajuste $\varepsilon(E)$ vs E cuyos coeficientes están en la Tabla 3.4. Se observa que la incertidumbre relativa $\Delta\varepsilon_r(E)$ de la eficiencia del pico a energía completa oscila entre 1% y 3% al aumentar la energía para la posición de conteo de 119 mm.

Tabla 3.6. Eficiencia del pico a energía completa para diferentes energías a la distancia de 119 mm.

Energía (keV)	119 mm		Energía (keV)	119 mm	
	$\varepsilon(E)$	$\Delta\varepsilon_r(E)$		$\varepsilon(E)$	$\Delta\varepsilon_r(E)$
255.03	0.01001	2.14%	583.45	0.005440	1.98%
347.83	0.008142	1.72%	647.04	0.005010	2.25%
385.74	0.007543	1.65%	717.56	0.004625	2.55%
427.78	0.006968	1.61%	795.77	0.004281	2.81%
474.41	0.006422	1.67%	882.5	0.003979	2.86%
526.11	0.005911	1.79%	978.68	0.003713	2.41%

También se realizó el cálculo de la eficiencia del pico a energía completa $\varepsilon(E_\gamma)$ para la posición de conteo de 239 mm, lo cual se muestra en la Figura 3.11. En esta figura se observa los datos experimentales (círculos negros) de la eficiencia del pico $\varepsilon(E_\gamma)$ para la distancia de medición de 239 mm calculadas

para las correspondientes energías de las fuentes patrones, ^{133}Ba y ^{152}Eu , cuyos valores son mostrados en la Tabla A.3 (ver Apéndice A.11).

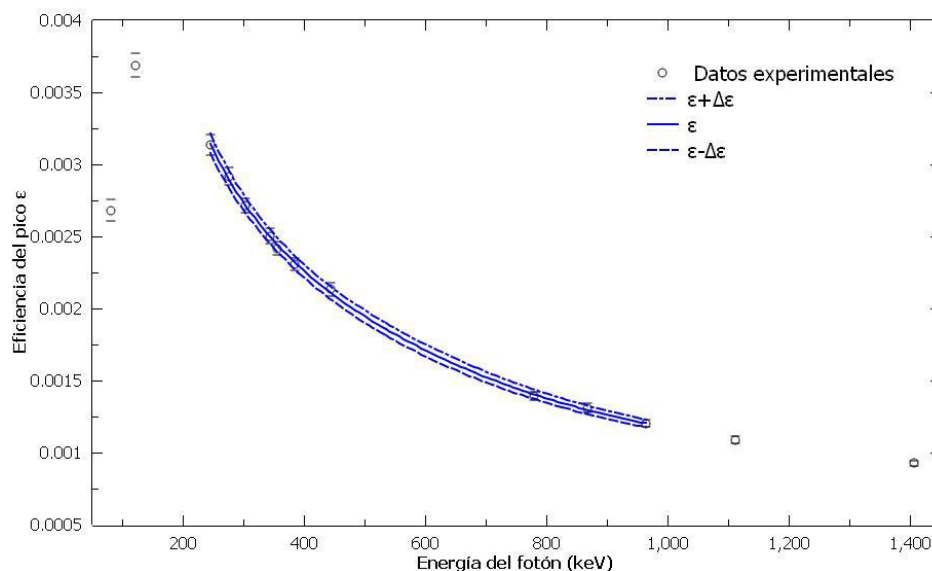


Figura 3.11. Eficiencia del pico a energía completa calculada para la distancia de 239 mm.

Adicionalmente, se presenta la curva de ajuste $\varepsilon(E)$ (línea continua) y las curvas de ajuste (líneas discontinuas) de la cota superior $\varepsilon(E) + \Delta\varepsilon(E)$ y de la cota inferior $\varepsilon(E) - \Delta\varepsilon(E)$ para determinar las incertidumbres correspondientes para esta distancia de medición de 239 mm. Los coeficientes de las curvas de ajuste se muestran en la Tabla 3.7 para la posición de conteo de 239 mm.

Tabla 3.7. Coeficientes obtenidos del ajuste exponencial de orden 3 para la distancia de 239 mm.

Coeficientes	239 mm		
	$\varepsilon(E) - \Delta\varepsilon(E)$	$\varepsilon(E)$	$\varepsilon(E) + \Delta\varepsilon(E)$
x_0	0.001028	0.0005460	0.0009493
A_1	-0.1841	-0.4339	-0.3586
t_1	680.4	446.4	222.2
A_2	0.007027	0.005682	0.01800
t_2	81.24	164.7	126.5
A_3	0.1872	0.4351	0.3505
t_3	674.1	448.4	226.3

Las eficiencias para las energías gammas de cada isótopo de interés para la posición de conteo de 239 mm se muestran en la Tabla 3.8 donde $\Delta\epsilon(E)$ es la incertidumbre estándar de la eficiencia.

Tabla 3.8. Eficiencia del pico a energía completa de los radioisótopos usados para la distancia de 239 mm.

Radioisótopo	Energía (keV)	239 mm		
		$\epsilon(E)$	$(\epsilon(E) + \Delta\epsilon(E))$	$(\epsilon(E) - \Delta\epsilon(E))$
^{197}Au	411.8	2.202×10^{-3}	2.250×10^{-3}	2.188×10^{-3}
^{63}Cu	511	1.892×10^{-3}	1.949×10^{-3}	1.886×10^{-3}
^{98}Mo	739.503	1.453×10^{-3}	1.491×10^{-3}	1.435×10^{-3}

La Figura 3.12 muestra el espectro gamma de los radioisótopos ^{198}Au y ^{64}Cu donde la ordenada es el número de cuentas de fotones por canal en escala logarítmica. Las áreas bajo los picos de los radioisótopos representan el conteo de fotones medidos C_f^* . De esta manera se determina la tasa de activación de cada isótopo usando la ecuación (3.1).

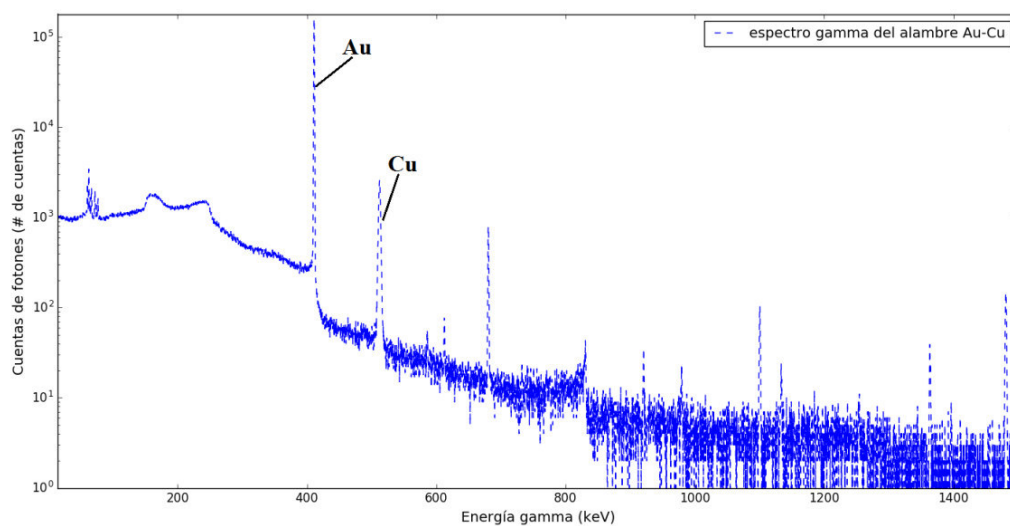


Figura 3.12. Espectro gamma del alambre de la aleación Au-Cu en escala semilogarítmica donde se observa los picos característicos de los radioisótopos ^{198}Au y ^{64}Cu cuyas energías gamma remarcadas son 411.8 keV y 511 keV, respectivamente.

Se debe tener en cuenta que el radioisótopo ^{198}Au alcanza su estabilidad transmutando en ^{198}Hg por emisión β^- . Este radioisótopo tiene varias

transiciones gammas de las cuales nos interesa la transición gamma de 411.8 keV (ver Figura 3.13a) para determinar la tasa de activación de ^{198}Au . Nótese que en el espectro gamma de la Figura 3.12 se observa incluso las otras transiciones gammas de ^{198}Hg .

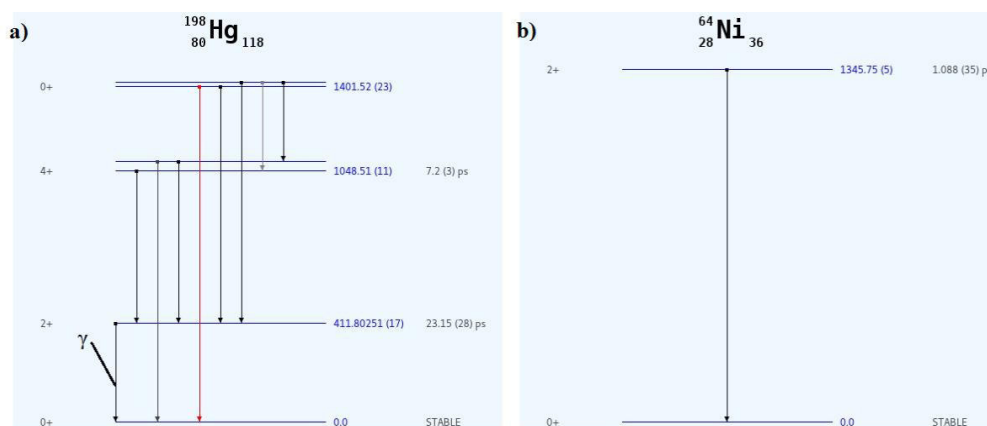


Figura 3.13. a) Transiciones gammas de ^{198}Hg para energías menores a 1.5 MeV donde se remarca la transición gamma de energía 411 keV y b) transiciones gammas de ^{64}Ni para energías menores a 1.1 MeV donde solo se observa la transición gamma de energía 1345 keV . Fuente. Esta figura fue tomada del IAEA-Nuclear Data Section (2009-2019) [34].

No obstante, la detección del fotopico de ^{64}Cu es totalmente diferente al de ^{198}Au . El radioisótopo ^{64}Cu alcanza su estabilidad decayendo en ^{64}Ni por emisión β^+ de positrones (ver Figura 3.13b) donde cada positrón interacciona con un electrón del medio produciéndose un átomo de positronio para luego estos aniquilarse mutuamente, dando lugar al proceso de aniquilación de pares en donde un positrón y electrón desaparecen convirtiéndose en dos fotones de dirección opuesta con una energía de 511 keV . Estos fotones son los que son detectados por el cristal del detector.

Por otro lado, las áreas de ^{64}Cu obtenidas por el programa Genie 2K v2.0 de Canberra son menores a las observadas en el espectro gamma para el fotopico de 511 keV debido a que el programa calcula el área considerando un número de canales predeterminado, los que en la práctica son insuficientes para cubrir el ancho de este fotopico que se origina del proceso de aniquilación del positronio. Integrando el área del pico de 511 keV de modo manual se obtiene un incremento

de hasta del 21% con respecto a la área obtenida mediante el programa Genie 2K de Canberra con el número de canales predeterminados.

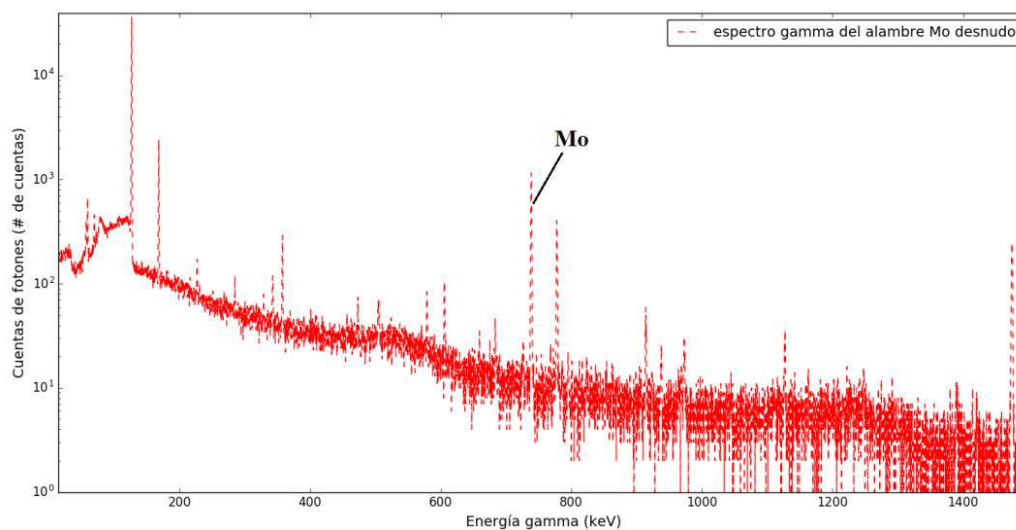


Figura 3.14. Espectro gamma del alambre de Mo desnudo en escala semilogarítmica donde se observa los picos característicos del radioisótopo ^{99}Mo cuya energía gamma remarcada es 739.5 keV .

Similarmente se obtuvo el espectro gamma del alambre de Mo desnudo que se muestra en la Figura 3.14. Así mismo, la escala del conteo está en escala logarítmica. Las tasas de activación de los monitores irradiados, alambres de Au-Cu, Mo y Mo bajo Cd, en el RP-10 fueron determinadas de esta manera para asegurar una incertidumbre de área del pico menor al 1%. Los datos experimentales de las experiencias 1-8 están en Apéndice A.12.

Por otro lado, el radioisótopo ^{99}Mo alcanza su estabilidad transmutando en ^{99}Tc por emisión β^- . Este radioisótopo tiene varias transiciones gammas de las cuales nos interesa la transición gamma de 739.5 keV que esta asociada con la formación de $^{99}\text{Tc}^m$ (ver Figura 3.15). Nótese que en el espectro gamma de la Figura 3.14 también se observa las otras transiciones gammas de ^{99}Tc .

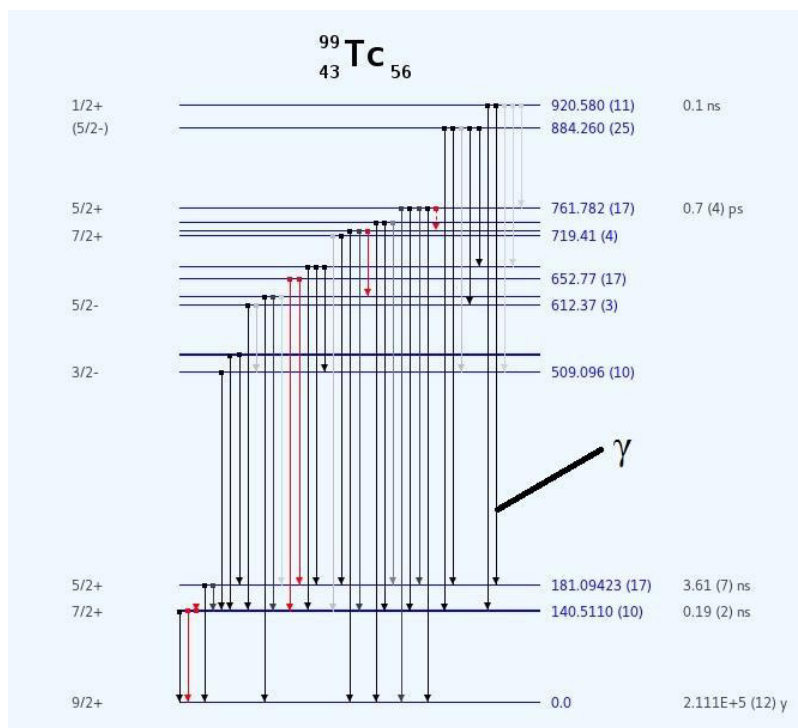


Figura 3.15. Transiciones gammas de ^{99}Tc para energías menores a 1 MeV donde se remarca la transición gamma de energía 739.5 keV. Fuente. Esta figura fue tomada del IAEA-Nuclear Data Section (2009-2019) [34].

CAPÍTULO 4

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se mostrará todos los resultados experimentales de las mediciones mencionadas en el capítulo anterior. Merece mencionar que las incertidumbres de los datos experimentales corresponden a un intervalo de confianza de 68%.

4.1. Perfil de flujo neutrónico

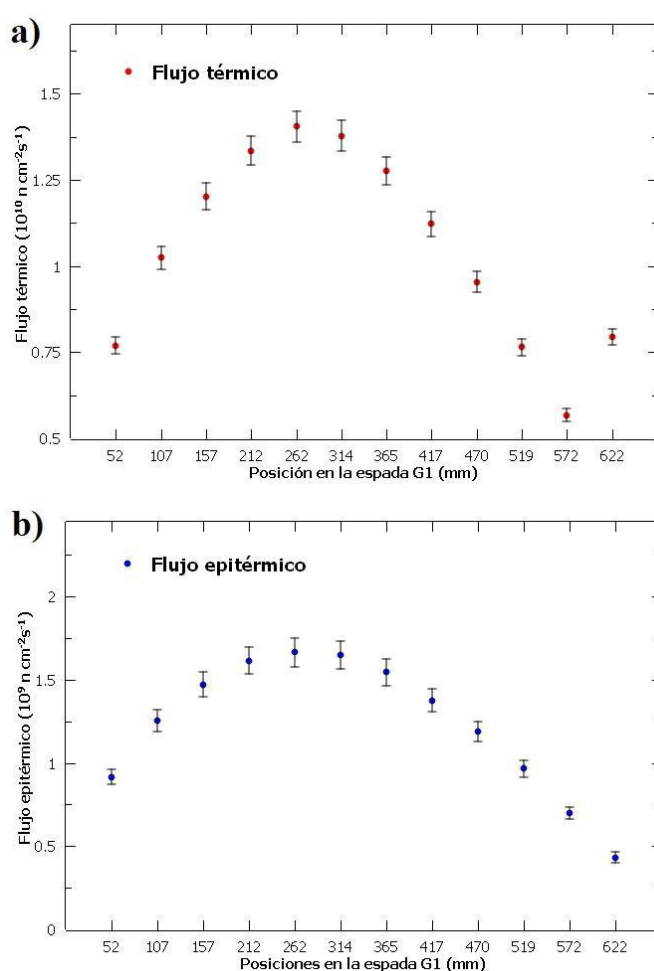


Figura 4.1. Perfil de flujo neutrónico entre las posiciones CI-E4 y A-023 del núcleo del reactor RP-10. a) Flujo térmico y b) flujo epitérmico calculados usando el método de doble monitor desnudo.

En la Figura 4.1 se muestra los perfiles de los flujos neutrónicos térmico y epitérmico a lo largo de la espada G1. Se observa que la posición de los valores

máximos ocurre en la posición 262 mm de la zona activa del elemento combustible (posición 8) con un flujo térmico de $1.405 \times 10^{10} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y un flujo epitérmico de $1.666 \times 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Además, el perfil neutrónico está ligeramente desplazado hacia las posiciones inferiores de la espada. Según la Figura 4.1 se muestra que la posición central de la zona activa del elemento combustible establecido en 308 mm (eje z) no coincide con la del valor máximo de los perfiles de flujos térmico y epitérmico obtenidos. También se observa un desplazamiento alrededor de 50 mm por debajo de la posición central indicando que la distribución axial del flujo depende de las posiciones de las barras de control; cuando éstas se encuentran en una posición intermedia tienden a desplazar el flujo a la parte inferior de la zona activa. En el presente caso, las barras de seguridad están extraídas al 100%, la barra de control BC1 totalmente extraída, la barra de control (BC2) con un porcentaje de extracción del 30% y la barra fina con un porcentaje de extracción de 44%.

Tabla 4.1. Flujos neutrónicos para cada posición en la espada G1 con sus incertidumbres relativas.

Código del monitor	Posición (mm)	Flujo Térmico ($\times 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$)	Flujo Epitérmico ($\times 10^9 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$)	f
1	662	$0.794 \pm 2.93\%$	$0.431 \pm 7.65\%$	18.4 ± 5.2
2	572	$0.567 \pm 3.20\%$	$0.701 \pm 5.09\%$	8.08 ± 0.06
3	519	$0.764 \pm 3.20\%$	$0.966 \pm 5.04\%$	7.91 ± 0.05
4	470	$0.954 \pm 3.20\%$	$1.188 \pm 5.07\%$	8.03 ± 0.05
5	417	$1.122 \pm 3.19\%$	$1.376 \pm 5.10\%$	8.15 ± 0.06
6	365	$1.277 \pm 3.18\%$	$1.545 \pm 5.12\%$	8.26 ± 0.06
7	314	$1.378 \pm 3.18\%$	$1.650 \pm 5.14\%$	8.35 ± 0.07
8	262	$1.405 \pm 3.18\%$	$1.666 \pm 5.16\%$	8.43 ± 0.07
9	212	$1.335 \pm 3.18\%$	$1.616 \pm 5.12\%$	8.26 ± 0.06
10	157	$1.202 \pm 3.19\%$	$1.472 \pm 5.10\%$	8.17 ± 0.06
11	107	$1.024 \pm 3.19\%$	$1.255 \pm 5.10\%$	8.16 ± 0.06
12	52	$0.769 \pm 3.18\%$	$0.917 \pm 5.15\%$	8.38 ± 0.07

Los resultados de la medición del flujo neutrónico con sus respectivas incertidumbres se muestran en la Tabla 4.1. El procedimiento para calcular la incertidumbre estándar combinada (este término es definido en el Apéndice A.2) del flujo neutrónico calculado por el método de doble monitor desnudo está detallado en el Apéndice A.6; donde se observó que las incertidumbres de las tasas de activación son las que tienen mayor influencia en la incertidumbre del flujo neutrónico. Las incertidumbres del flujo térmico y flujo epitérmico se mantienen aproximadamente constantes. La incertidumbre calculada por el método propuesto para el flujo térmico y epitérmico es alrededor de 3% y 5% respectivamente.

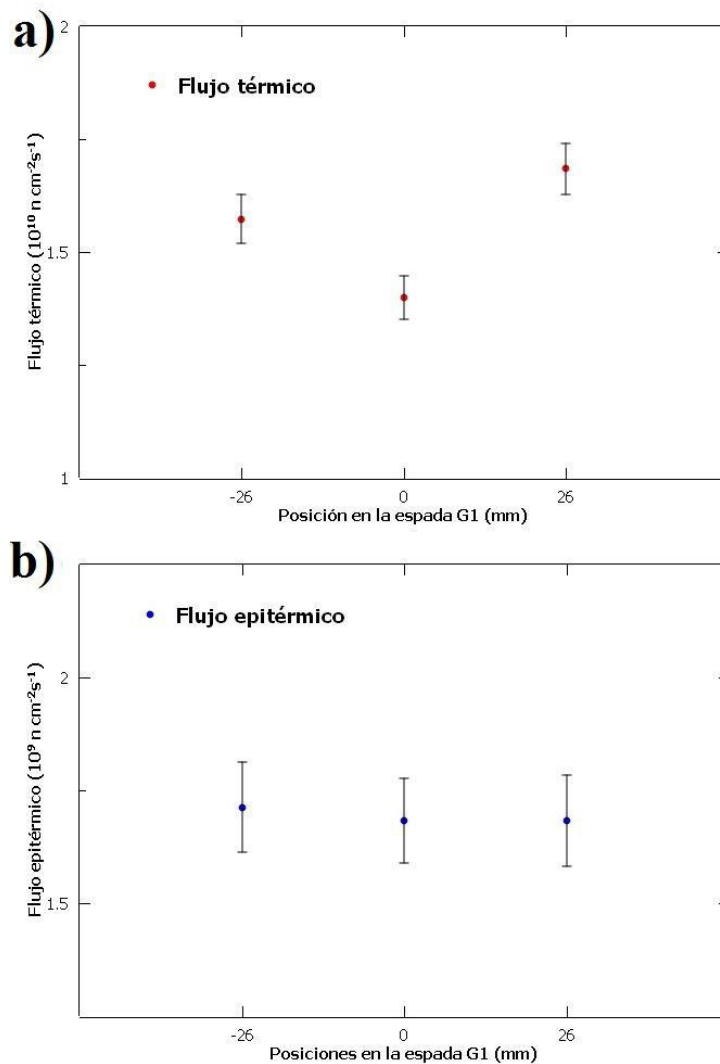


Figura 4.2. a) Flujo térmico y b) flujo epitérmico en la posición 7 de la espada G1 en dirección lateral.

Este método podría ser aplicado para medir el flujo neutrónico a una mayor potencia si se disminuye a la tercera parte de la concentración de Au presente en la aleación Au (1.55%)-Cu. Porque al activar esta aleación a una potencia mayor la tasa de activación de Au sería demasiado grande; por lo que necesariamente se tendría que incrementar el tiempo de espera. Sin embargo, no sería posible medir la tasa de activación de ^{64}Cu simultáneamente porque el radioisótopo de ^{64}Cu tiene un período de semidesintegración alrededor de 12 h. Adicionalmente, la aleación Au (0.5%)-Cu disminuiría el tiempo de reposición del monitor para una siguiente medición del flujo neutrónico.

En la Figura 4.2 se observa la variación lateral del campo neutrónico para la posición 7 (365 mm). Con la finalidad de observar dicha variación se colocaron dos monitores adicionales identificados por los códigos 13 y 14 a la misma altura con una separación de 26 mm respecto a la posición central donde se ubica el monitor 7C, tal como muestra la Figura 3.4b. Adicionalmente, se observa en la Figura 4.2a que los flujos térmicos incrementan a los lados de la posición central a menos de una distancia de 26 mm. Sin embargo, el flujo epitérmico se mantiene prácticamente constante (ver Figura 4.2b).

Tabla 4.2. Flujo térmico y epitérmico en la posición 7 de la espada G1 con sus incertidumbres relativas.

Código	Posición lateral		Flujo Térmico ($\times 10^{10} \text{ n/cm}^2\text{s}$)	Flujo Epitérmico ($\times 10^9 \text{ n/cm}^2\text{s}$)	f
	N°	(mm)			
13	7A	-26	$1.550 \pm 3.15\%$	$1.679 \pm 5.35\%$	9.23 ± 0.11
7	7C	0	$1.378 \pm 3.18\%$	$1.650 \pm 5.14\%$	8.35 ± 0.07
14	7E	26	$1.658 \pm 3.13\%$	$1.649 \pm 5.54\%$	10.1 ± 0.2

En la Tabla 4.2 se muestran los valores de los flujos térmicos obtenidos en tales posiciones los cuales varían en alrededor del 12% al 20 % con respecto a la posición central 7C.

4.2. Comparación de los flujos neutrónicos

Igualmente se irradiaron hojuelas de Au desnudas y bajo Cd para determinar el flujo neutrónico, térmico y epitérmico, en la posición 2A de la espada G2 bajo la misma condición de irradiación del caso anterior. Tal posición es equivalente a la posición 5 de la espada G1.

Tabla 4.3. Comparación de flujo neutrónico entre la posición 5 en la espada G1 y su equivalente en la posición 2B de la espada G2 con sus respectivas incertidumbres.

	Método	Flujo Térmico ($\times 10^{10}$ n/cm ² s)	Flujo Epitérmico ($\times 10^9$ n/cm ² s)	<i>f</i>
Convención de Högdahl	Dif. Cd en Au	1.338 \pm 6.70%	1.376 \pm 4.97%	9.72 \pm 0.69
	Doble monitor	1.122 \pm 3.19%	1.376 \pm 5.10%	8.14 \pm 0.06
Formalismo de Westcott	Dif. Cd en Au	1.265 \pm 4.33%	1.290 \pm 9.16%	9.81 \pm 0.99

En la Tabla 4.3 se muestran los resultados de los flujos térmico y epitérmico obtenidos por los métodos de doble monitor y diferencia de Cd. Adicionalmente se presenta los resultados de flujo neutrónico calculados usando el formalismo de Westcott determinados con los datos de Au con y sin cobertor de Cd.

El procedimiento para calcular la incertidumbre del flujo neutrónico por el método de diferencia de Cd está detallado en Apéndice A.4. Además, los resultados del flujo neutrónico obtenido bajo el formalismo de Westcott fueron calculados por el Laboratorio CASE del IPEN.

Se observa que el valor de flujo epitérmico obtenido por los métodos de doble monitor y diferencia de Cd tiene un error relativo menor que 7% con respecto al del formalismo de Westcott. En tanto para el flujo térmico se obtiene un error relativo menor que 11% y 6%, respectivamente. La diferencia entre incertidumbre y error de la medición es discutido en el Apéndice A.1.

La diferencia del flujo neutrónico calculado usando la convención de Högdahl y el formalismo de Westcott se debe a que el formalismo de Westcott considera varios

parámetros adicionales donde uno de los más importante es el factor empalme μ . Este factor empalma la zona epitérmica con la zona térmica; a diferencia de la convención de Högdahl que no considera esta contribución.

Según los valores obtenidos en la Tabla 4.1, el promedio de la razón de flujo térmico-epitérmico f es de 8.20 ± 0.10 sin considerar el monitor con código 1 que se encuentra en la zona del reflector. Tal valor f es consistente con el hallado mediante el método de diferencia de Cd de 9.7 según Tabla 4.3.

Sin embargo, como se observó en la sección anterior, existe una gradiente de flujo térmico el cual incrementa el flujo térmico a los monitores laterales hasta 16% con respecto de la posición central 7C (ver Figura 4.2a) para una distancia de **26 mm**. Entonces, esto explica por qué existe una diferencia de 10% entre el método propuesto y el formalismo de Westcott, el cual es considerado como referencia. Asumiendo una variación lineal del flujo térmico para una distancia de **13 mm**, cabe recordar que las hojuelas de Au estuvieron separadas una distancia de **13 mm** de la posición central 2B, el flujo correspondiente a esa distancia sería de 1.212×10^{10} n/cm²s. Por lo tanto, la diferencia sería menor que 4%, la cual está dentro de los márgenes de error del flujo térmico calculado por el formalismo de Westcott y la convención de Högdahl.

Una ventaja de esta metodología usando la aleación de Au-Cu es que se mide las tasas de activación de cada radiosótomo simultáneamente a diferencia del método de k_0 -INAA realizado por M. Soliman [8], donde determina las tasas de activación de ¹⁹⁸Au, ⁹⁵Zr y ⁹⁷Zr por separado. La metodología propuesta no determina directamente el parámetro α , corrección de comportamiento no ideal del flujo epitérmico. No obstante, se puede obtener mediante cálculo iterativo similar al método de “razón de Cd para multimonitores” desarrollado por O. Díaz *et al.* [30] donde empleó un conjunto de monitores (¹⁹⁸Au, ⁶⁰Co, ⁹⁷Zr y ¹⁷⁶Lu), aunque resulta laborioso el tratamiento de datos de varios radioisótopos. Esta propuesta será desarrollada en el capítulo 4.3 donde se determina los valores de α por las intercepciones de las curvas de h extendiendo el método de doble monitor desnudo.

4.3 – Sección eficaz de captura de ^{98}Mo y parámetro α

En la Figura 4.3 se muestra las curvas de $h_1(\alpha)$ y $h_2(\alpha)$ en función del parámetro α del monitor ubicado en la posición 8 (418 mm respecto a la zona activa) de la espada A2 previamente irradiada en la facilidad G6 del reactor bajo una configuración del núcleo 44 usando reflector de Be en la posición H6.

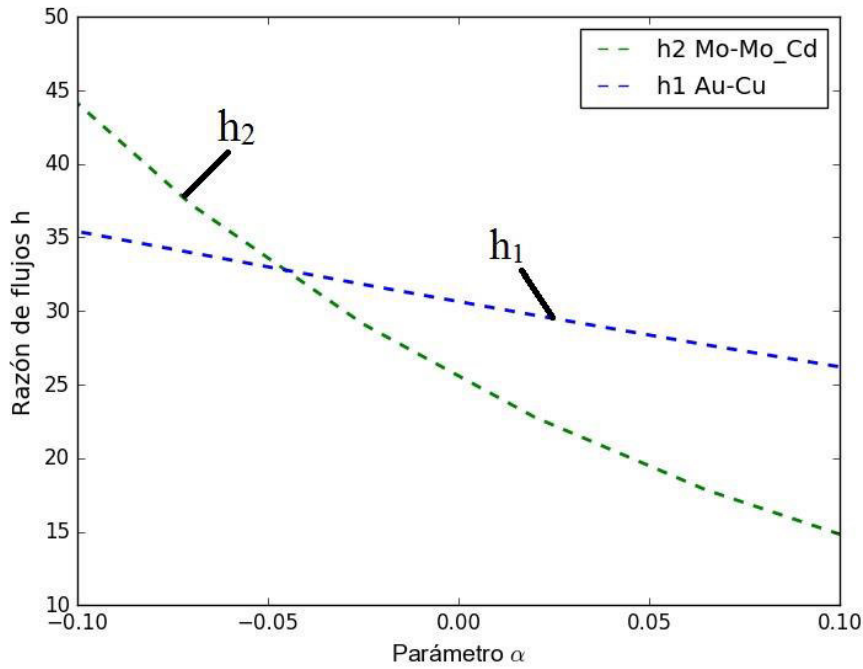


Figura 4.3. El parámetro h en función de α . Las curvas punteadas azul y verde corresponden a los monitores Au-Cu y Mo con y sin cobertor de Cd, respectivamente.

Para este caso la sección eficaz de captura experimental fue $\sigma_0 = 133.0 \text{ mb}$ calculada usando la ecuación (2.44). A fin de ello se requiere conocer el flujo térmico para esta posición, el cual fue calculado previamente usando el método de doble monitor desnudo.

En la Figura 4.3 se muestra la función h para valores de α entre -0.1 a 0.1 donde se observa una variación de la función $h_1(\alpha)$ considerable a pesar que el radioisótopo de ^{198}Au es afectado ligeramente por el parámetro α . Sin embargo, el radioisótopo de ^{64}Cu si es afectado significativamente. La intersección de las funciones del parámetro h está cerca de $\alpha \approx -0.045$, lo cual implica que cerca de

ese valor de α el campo neutrónico es igual para las experiencias realizadas. Las funciones $h_1(\alpha)$ y $h_2(\alpha)$ se intersectan cuando $\alpha = -0.05087$ para esa posición en la espada.

En la Tabla 4.4 se muestra los resultados para las demás posiciones de la espada A2. Se consideró una incertidumbre (tipo B) relativa del 20% para el parámetro α por conocimiento general del comportamiento. La definición de incertidumbre tipo B es discutida en el Apéndice A.1 y el procedimiento para calcular la incertidumbre estándar combinada de la sección eficaz de captura de ^{98}Mo está detallado en el Apéndice A.9.

Tabla 4.4. Sección eficaz de captura de ^{98}Mo en cada posición de la espada con sus incertidumbres relativas usando reflector de berilio.

Posición		α	$\sigma_0(\text{mb})$
Nº	(mm)		
8	418	-0.05087	$133.0 \pm 10\%$
7	367	-0.05197	$141.2 \pm 9.8\%$
6	316	-0.04912	$136.0 \pm 10\%$
5	262	-0.04427	$140.3 \pm 9.5\%$
4	212	-0.05219	$123.8 \pm 11\%$
3	158	-0.03171	$134.7 \pm 9.4\%$
2	107	-0.02758	$128.8 \pm 10\%$

Asimismo, se observa una variación de valores de σ_0 que va de 128 a 141 *mb* en la Tabla 4.4; con una sección eficaz de captura promedio para ^{98}Mo de $\sigma_0 = (134.0 \pm 4.7) \text{ mb}$ siendo la incertidumbre de la sección eficaz promedio una incertidumbre tipo A con un coeficiente de variación (CV) de 4.6%. La definición e interpretación física del coeficiente de variación (CV) es realizada en el Apéndice A.1. Sin embargo, todos estos valores de secciones eficaces de captura obtenidos se encuentran en el margen de la incertidumbre que es del 5% del valor promedio.

Por otro lado, se observa un rango de valores de α muy grande cuyo valor promedio α es -0.04396 ± 0.00771 con un CV de 23.2%, tomando en cuenta

los valores de α obtenidos en las posiciones 158 y 107 mm. En cambio, si no consideramos estas posiciones, el valor promedio α es -0.04968 ± 0.00247 con un coeficiente de variación de 6.6%.

Adicionalmente, se observa que todos los valores de α calculados por la metodología propuesta son negativos, los cuales son obtenidos por primera vez en el reactor RP-10. Esta particularidad de obtener valores de $\alpha < 0$ está íntimamente relacionada con una mayor actividad específica de ^{99}Mo según M. Blaauw *et al.* [9] en comparación con valores de $\alpha \geq 0$.

Tabla 4.5. Comparación de la sección eficaz de captura de ^{98}Mo con los resultados de la literatura. Donde D(%) es la desviación de los valores reportados con respecto al valor reportado en este trabajo.

$\sigma_0(\text{mb})$	D(%)	Referencia
134.0 ± 4.7	-	Este trabajo
180 ± 2	-25.6	R. Dahlberg (1961) [35]
144 ± 5.3	-6.9	R. Herf (1978) [11]
130 ± 6	3.1	E. Grytakis (1987) [10]
131 ± 2	2.3	F. De Corte (2003) [13]
137 ± 5	-2.2	S. Mughabghab (2003) [12]
136 ± 7	-1.5	N. Van Do <i>et al.</i> (2009) [36]
137 ± 14	-2.2	A. El Abd (2010) [14]

Los resultados obtenidos son comparados con los valores reportados en la literatura científica, los cuales son mostrados en la Tabla 4.5. La sección eficaz de captura determinada para la reacción nuclear $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$ está conforme con la mayoría de los resultados de la literatura con un error menor que 3%. Sin embargo, también se observa grandes desviaciones de -6.9% y -26% con los valores reportados por R. Herf [11] y R. Dahlberg [35], respectivamente. La sección eficaz de captura promedio del ^{98}Mo tiene un error relativo de -2.2% y 2.3% con los valores reportados por S. Mughabghab [12] y F. De Corte [13], respectivamente; siendo estos valores los de mayor aceptación.

La variación de la integral efectiva $I_0(\alpha)$ con el valor de α , con respecto a cuando no se considera el parámetro α , es alrededor de 8% y 25% para los nucleidos de Au y Cu respectivamente. Adicionalmente, se observa una gran variación en la función $h_2(\alpha)$ como era de esperarse debido a que el nucleido ^{99}Mo sufre considerablemente la influencia del parámetro α teniendo la integral efectiva $I_0(\alpha)$ una variación de 27%.

M. Menezes *et al.* [37] reportaron un parámetro α promedio de 0.0049 calculado usando el método k_0 -INAA disminuyendo las integrales de resonancia de Cu y Au en 3% y 1%, respectivamente. Entonces la desviación de la ley $1/E$ para los isótopos usados es ligeramente significativa; aunque obviamente esta perspectiva cambia para posiciones de irradiación donde el parámetro α es muy diferente de cero.

Efectivamente, el valor calculado de α en el presente trabajo tiene una contribución importante para el flujo epitérmico, disminuyendo en un 8% y 32% calculados con los datos experimentales de los monitores Au-Cu y Mo respectivamente con respecto al valor que converge el flujo epitérmico para un α en particular en la posición de 418 mm (ver Tabla 4.6). Esta relación entre el flujo epitérmico y el parámetro α fue previamente observada aproximando la ecuación del flujo epitérmico para valores pequeños de α (ver ecuación (2.30)). Esto implica que los valores del flujo epitérmico, sin considerar la desviación de la ley $1/E$, excederían en un valor de 32% si solo consideramos los datos de los monitores de molibdeno.

En la Figura 4.4 se muestra los perfiles de los flujos neutrónico térmico y epitérmico a lo largo de la espada A1 determinada por el método de doble monitor desnudo. Se observa que la posición más intensa ocurre a 212 mm de la zona activa del elemento combustible con un flujo térmico de $2.406 \times 10^{11} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y un flujo epitérmico de $6.169 \times 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

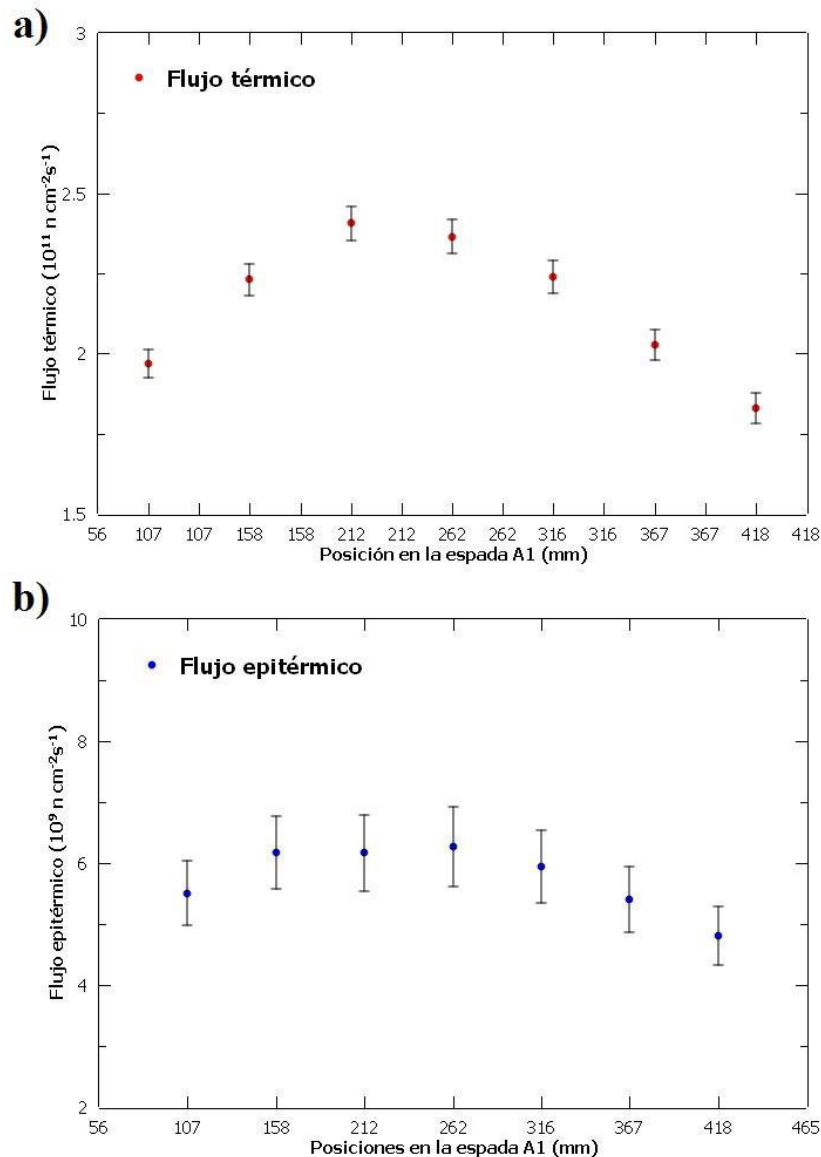


Figura 4.4. Perfil de flujo neutrónico en la posición G6 del núcleo del reactor RP-10. a) Flujo térmico y b) flujo epitérmico calculados usando el método de doble monitor desnudo considerando el parámetro α .

También se observa que la posición central de la zona activa del elemento combustible establecido en 308 mm (eje z) no coincide con la posición donde ocurre el valor máximo del perfil de flujo térmico obtenido. Se observa que la posición del máximo ocurre en la posición 212 mm de la zona activa del elemento combustible obteniéndose un desplazamiento hacia la parte inferior alrededor de 96 mm . Este desplazamiento del flujo neutrónico (distribución axial) es fuertemente influenciado por el porcentaje de extracción de la barra de control BC2 que para la presente experiencia llega a 42%. En tanto las barras de

seguridad fueron extraídas al 100%, la barra de control (BC1) con un porcentaje de extracción del 64%, y la barra fina (BF) al 50% de su extracción.

Los resultados del flujo neutrónico con sus respectivas incertidumbres relativas están en la Tabla 4.6. Adicionalmente, se muestra el flujo epitérmico cuando el parámetro h converge ($\Delta h \sim 10^{-4}$) en la última columna. El procedimiento para calcular la incertidumbre estándar combinada del flujo neutrónico calculado por el método de diferencia de Cd y doble monitor desnudo está detallado en los Apéndices A.5 y A.7 respectivamente. Las incertidumbres del flujo térmico son menores que 3% y las incertidumbres del flujo epitérmico son alrededor de 10%.

Tabla 4.6. Flujo neutrónico para cada posición en la espada A1 con sus incertidumbres relativas usando reflector de berilio.

Posición (mm)	Flujo Térmico ($\times 10^{11}$ n/cm ² s)	Flujo Epitérmico ($\times 10^9$ n/cm ² s)		
		Au-Cu	Mo	$\Delta h \sim 10^{-4}$
418	1.828 ± 0.048	5.189 ± 0.509	6.350 ± 0.338	4.812 ± 0.480
367	2.058 ± 0.046	5.842 ± 0.566	7.180 ± 0.382	5.408 ± 0.534
316	2.273 ± 0.051	6.393 ± 0.623	7.769 ± 0.414	5.943 ± 0.589
262	2.402 ± 0.052	6.689 ± 0.653	7.972 ± 0.425	6.262 ± 0.653
212	2.443 ± 0.054	6.666 ± 0.660	8.202 ± 0.438	6.169 ± 0.621
158	2.265 ± 0.050	6.469 ± 0.620	7.334 ± 0.390	6.169 ± 0.595
107	1.999 ± 0.044	5.740 ± 0.549	6.401 ± 0.345	5.507 ± 0.530

Similarmente, se determinó la sección eficaz de captura de ^{98}Mo intercambiando el reflector de berilio por grafito en la posición H6 del núcleo del reactor como fue descrito en el acápite del capítulo 3.2.3.

En la Tabla 4.7 se muestran las secciones eficaces de captura σ_0 y los parámetro de forma α para las posiciones de la espada A2. Se consideró una incertidumbre relativa del 20% para el parámetro α . El procedimiento para calcular la incertidumbre estándar combinada de la sección eficaz de captura de ^{98}Mo está detallado en Apéndice A.9. Además, se observa que todos los valores de α calculados por la metodología propuesta son negativos como fue en el caso anterior cuando se usó un reflector de berilio y las magnitudes de α en algunas

posiciones se encuentran en el límite de los valores de α , -0.1, comunmente observados en los reactores de investigación. El valor promedio de α obtenido es -0.07772 ± 0.01112 con un coeficiente de variación (CV) de 19%.

Tabla 4.7. Sección eficaz de captura de ^{98}Mo en cada posición de la espada con sus incertidumbres relativas usando reflector de grafito.

Posición		α	$\sigma_0(\text{mb})$
Nº	(mm)		
8	418	-0.08808	$195.21 \pm 9.27\%$
7	367	-0.08417	$182.65 \pm 9.81\%$
6	316	-0.08129	$187.44 \pm 9.66\%$
5	262	-0.06027	$163.77 \pm 10.4\%$
4	212	-0.06105	$188.68 \pm 9.87\%$
3	158	-0.09977	$171.86 \pm 10.6\%$
2	107	-0.06940	$145.63 \pm 11.68\%$

Por otro lado, se observa que los valores de σ_0 son superiores al caso mencionado (ver Tabla 4.4), siendo la sección eficaz de captura promedio de ^{99}Mo $\sigma_0 = (176.5 \pm 13.1) \text{ mb}$ con un CV de 9.8%. Sin embargo, se observa una gran desviación de 29% con el valor reportado por S. Mughabghab [12].

Una posible justificación a esta gran diferencia de la sección eficaz de captura de ^{98}Mo con el valor reportado por S. Mughabghab [12] es que la irradiación de los monitores de Mo desnudo no fue producido en las mismas condiciones de irradiación. Basicamente, las posiciones de las barras de control no fueron ubicadas correctamente cuando se irradiaron los monitores de Mo desnudos, los cuales si fueron ubicados de acuerdo a lo establecido en el acápite del capítulo 3.2.3 en las demás irradiaciones con los monitores de Au-Cu y Mo bajo cadmio. Obteniéndose valores de secciones eficaces de captura totalmente diferentes porque esta magnitud es directamente proporcional a la tasa de activación de los monitores desnudos de Mo (ver ecuación (2.44)).

La barra de control que modifica la distribución del flujo neutrónico es la barra de control BC2 ubicada en la posición F5 del núcleo del reactor (ver Figura 3.1)

debido a su cercanía a la posición de irradiación G6. El porcentaje de extracción de la barra de control BC2 para la presente experiencia llegó a 84% siendo para las demás irradiaciones una extracción de 42%.

Esta diferencia de extracción de la barra de control BC2 modifica el perfil neutrónico considerablemente. Entonces, la distribución de flujo neutrónico a lo largo de la espada fue producido totalmente diferente a la distribución de flujo neutrónico cuando se irradiaron monitores de Mo bajo cadmio obteniendo una gran desviación con el valor de la tasa de activación de los monitores desnudos esperada para la barra de control BC2 a 42%.

En la Tabla 4.8 se presenta los valores de flujo térmico y epitérmico para la posición G6 usando grafito como reflector. También se muestra el flujo epitérmico cuando el parámetro h converge ($\Delta h \sim 10^{-4}$) en la última columna. El procedimiento para calcular la incertidumbre del flujo neutrónico por el método de doble monitor y el método de diferencia de cadmio esta detallada en los Apéndices A.7 y A.5, respectivamente.

Tabla 4.8. Flujo neutrónico para cada posición en la espada A2 con sus incertidumbres relativas usando reflector de grafito.

Posición (mm)	Flujo Térmico ($\times 10^{11}$ n/cm ² s)	Flujo Epitérmico ($\times 10^9$ n/cm ² s)		
		Au-Cu	Mo	$\Delta h \sim 10^{-4}$
418	1.363 ± 0.052	4.033 ± 0.503	5.730 ± 0.306	3.547 ± 0.457
367	1.510 ± 0.058	4.637 ± 0.562	6.486 ± 0.346	4.101 ± 0.512
316	1.565 ± 0.060	4.979 ± 0.586	6.882 ± 0.364	4.420 ± 0.536
262	1.735 ± 0.066	5.818 ± 0.658	7.390 ± 0.393	5.321 ± 0.613
212	1.615 ± 0.057	5.757 ± 0.562	7.334 ± 0.391	4.983 ± 0.522
158	1.515 ± 0.063	4.611 ± 0.622	6.873 ± 0.366	4.213 ± 0.568
107	1.298 ± 0.050	4.459 ± 0.494	5.878 ± 0.313	4.026 ± 0.457

Se observa una contribución importante del parámetro de forma α para el flujo epitérmico, disminuyendo en un 13% y 61% del flujo epitérmico comparados con los resultados de flujo de los monitores Au-Cu y Mo respectivamente cuando no se considera α para la posición de 418 mm. La gran disminución de 61% del flujo

epitérmico calculado usando los monitores de Mo se debe principalmente al porcentaje de extracción de la barra de control BC2 de 84% obteniéndose un flujo epitérmico en exceso a lo esperado para un porcentaje de extracción de BC2 de 42%.

Una ventaja de esta nueva metodología propuesta para determinar la sección eficaz de ^{98}Mo es que determinamos adicionalmente el parámetro α y caracterizamos la posición de irradiación por los monitores Au-Cu. Esta metodología es comparable al reconocido método de k_0 aplicado en diversos trabajos [7, 8, 37].

A diferencia del método de “monitor dual” de cálculo iterativo propuesto por H. Yücel y M. Karadag [5] quienes usaron una relación de cadmio de las tasas de activación de los radioisótopos ^{198}Au y ^{99}Mo en varias irradiaciones con y sin cobertor de cadmio y en distintas facilidades de irradiación asumiendo un campo neutrónico equivalente para cada irradiación, situación que implica un monitoreo constante en el tiempo, en este trabajo se usó los monitores duales de Au-Cu para hacer una caracterización previa del flujo neutrónico ya que son afectados ligeramente. De esta manera evitamos monitorear diferentes facilidades de irradiación y ahorramos el cálculo computacional respectivo.

4.4. Optimización de la producción del radioisótopo ^{99}Mo

En la sección anterior se observó que los parámetros de forma α calculados por la intersección de curvas h tienen valores negativos. Además, según M. Blaauw *et al.* [9], la mayor actividad específica de ^{99}Mo se obtendría para valores negativos de α y razón de flujo térmico-epitérmico de $f = 10$. Como los valores calculados de α son negativos, los cuales son observados por primera vez en el reactor RP-10, esto indicaría que se ha incrementado la actividad específica de ^{99}Mo en comparación con las tradicionales irradiaciones de Mo. Adicionalmente, la metodología propuesta usando berilio como reflector produciría una mayor actividad específica en los monitores de Mo a comparación de las irradiaciones usando grafito como reflector debido a la propiedad reflectiva de berilio.

A fin de corroborar esta última afirmación se realizaron 3 experiencias adicionales cambiando al reflector de berilio ubicado en la posición H6 del núcleo por grafito, el proceso de irradiación fue detallado en el acápite del capítulo 3.2.3. En la Figura 4.5 se contrasta los perfiles de los flujos neutrónico determinada por el método de doble monitor desnudo usando reflectores de berilio y grafito.

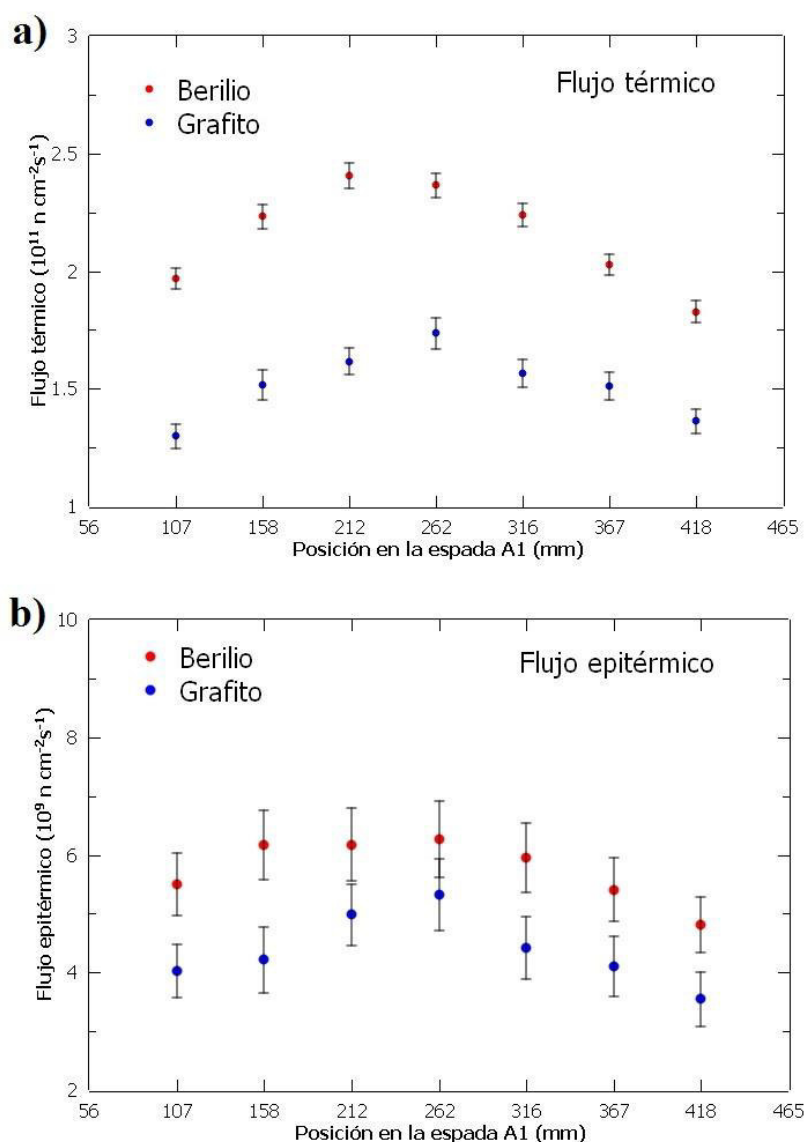


Figura 4.5. Perfil de flujo neutrónico en la posición G6 del núcleo del reactor RP-10. a) Flujo térmico y b) flujo epitérmico usando reflector de berilio (círculos rojos) y grafito (círculos azules).

En la Figura 4.5a se observa que el flujo térmico usando reflector de berilio es mayor en todas las posiciones de la espada A1 que al usar reflector de grafito. Una

de las posiciones más intensas ocurre a 262 mm de la zona activa del elemento combustible con un flujo térmico de $2.365 \times 10^{11}\text{ n cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y $1.735 \times 10^{11}\text{ n cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ usando berilio y grafito, respectivamente; obteniéndose un incremento de hasta 36% del flujo térmico respecto al uso de grafito como moderador.

Similarmente, en la Figura 4.5b se observa un incremento en el flujo epitérmico al usar berilio como reflector. Para la misma distancia de la zona activa mencionada anteriormente, se obtiene un flujo epitérmico de $6.262 \times 10^9\text{ n cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y $5.321 \times 10^9\text{ n cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ usando berilio y grafito, respectivamente. Por lo tanto, se obtiene un incremento de 18% en la componente epitérmica respecto al uso de grafito. Para este cálculo se consideró la desviación respecto a la ley $1/E$ de la zona epitérmica el cual tuvo un parámetro de forma promedio α de -0.04 y -0.08 usando reflectores de berilio y grafito, respectivamente.

El incremento del flujo térmico y epitérmico al usar berilio como reflector es producido principalmente por sus propiedades reflectivas, las cuales son más importantes cuando es comparado con grafito. Las propiedades reflectivas están intimamente ligadas a la longitud de difusión L cuyos valores en berilio puro y grafito son 21 cm y 52 cm , respectivamente.

Este parámetro especifica que los neutrones tiene una distancia promedio menor en el reflector de berilio para ser absorbidos y reflejados en comparación al caso del reflector de grafito. Gracias a esta propiedad el reflector de berilio refleja una mayor población de neutrones en sus cercanías que al usar reflector de grafito.

Adicionalmente, esta propiedad es aprovechada si los monitores son ubicados lo más cerca posible al reflector; de lo contrario, los neutrones se moderan producto de las colisiones elásticas con los núcleos del moderador (agua desmineralizada). En esta oportunidad los monitores fueron ubicados a una distancia igual de 11.3 mm del reflector (casi tres veces el camino libre medio del neutrones térmicos en agua, 4.31 mm).

En la Figura 4.6 se muestra las tasas de activación total (R , izquierda) y (R_{Cd} , derecha) medidas en los monitores de Mo en dirección axial usando berilio y grafito como reflector. En la Figura 4.6a se observa un incremento de 11% de la tasa de activación total de ^{98}Mo para la posición más intensa, 262 mm de la zona activa, cuando se usó berilio como reflector en comparación con grafito como reflector.

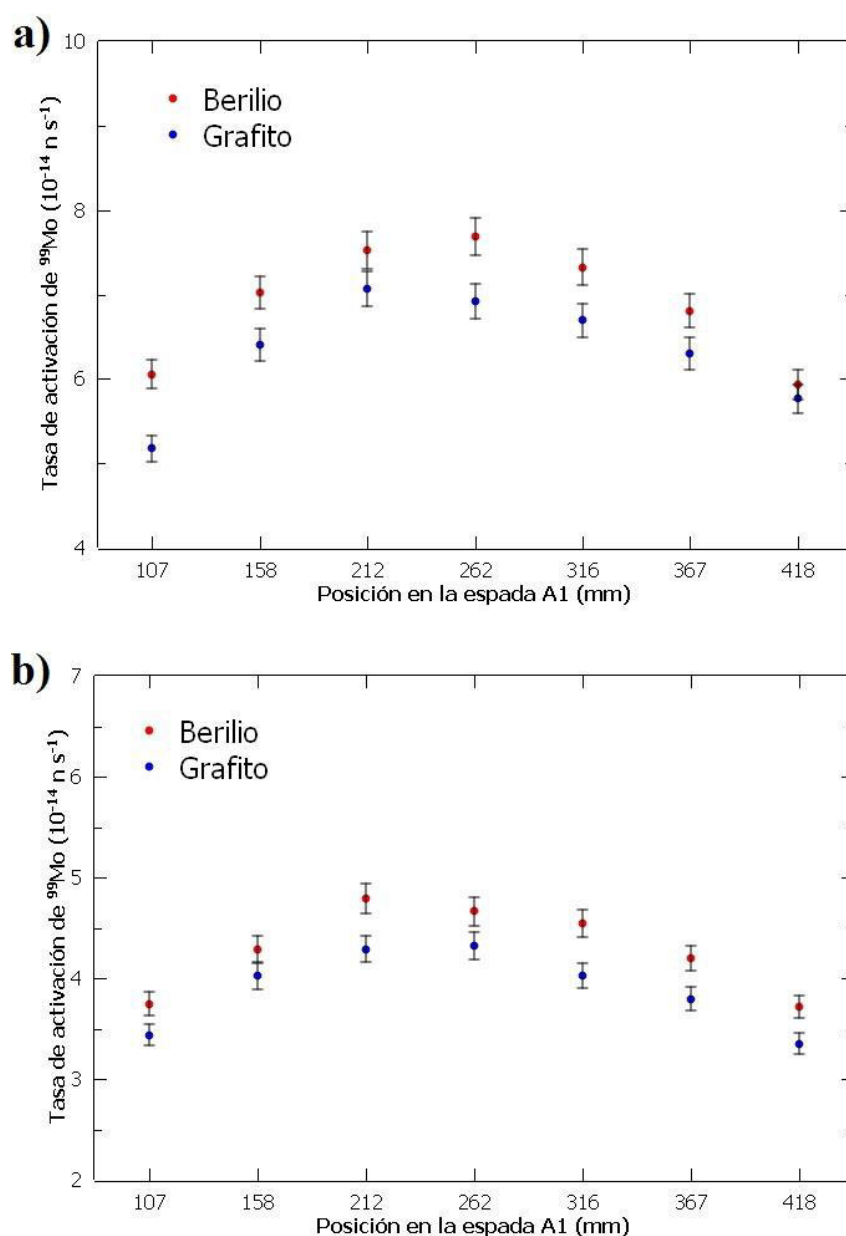


Figura 4.6. Tasa de activación usando reflector de berilio (círculos rojos) y reflector de grafito (círculos azules) a) de los monitores desnudos y b) monitores bajo Cd.

También se observa un incremento en la tasa de activación bajo cadmio de 10% con berilio cuando es comparado con grafito como se muestra en la Figura 4.6b. Adicionalmente, se observa que la tasa de activación cuando los monitores están dentro del cobertor de cadmio es alrededor de 60% de la tasa de activación total en ambos casos. Los resultados de las tasas de activación de los monitores de Mo para las demás posiciones están en las Tablas A.10 y A.11 (ver Apéndice A.12).

Todos estos resultados de las tasas de activación de Mo desnudo y bajo cadmio se ajustan adecuadamente a las curvas de tasa de activación obtenidas por MCNP; estas curvas de simulación obtenidas por MCNP todavía no han sido publicados pero se encuentran en el informe interno del proyecto postdoctoral IPEN-CONCYTEC (convenio de gestión 024-2013).

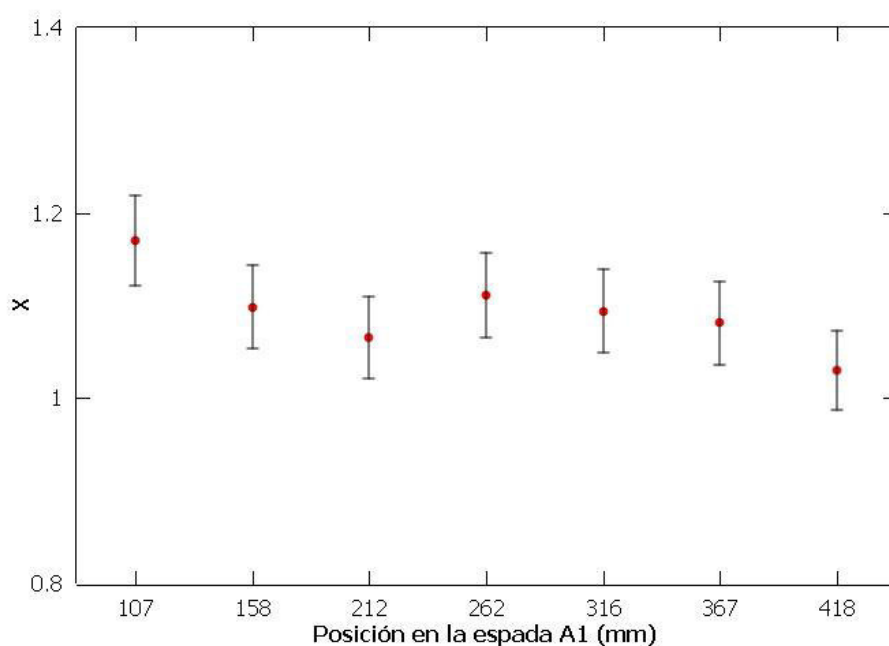


Figura 4.7. Parámetro de mérito χ experimental en función de las posiciones de los monitores.

Con la finalidad de cuantificar la ganancia de la tasa de activación de ^{99}Mo en relación a los reflectores estudiados (berilio y grafito), definimos el parámetro de mérito χ como la razón de las tasas de activación total en berilio y grafito. En la Figura 4.7 se muestra los valores experimentales de la distribución axial de mérito χ para los monitores desnudos; obteniendo el valor promedio experimental de

$\chi = 1.10 \pm 0.03$ sin considerar el monitor de la posición 418 mm. En la Tabla 4.9 se muestra los valores del parámetro de mérito χ para cada posición en la espada. El procedimiento para calcular la incertidumbre estándar combinada del parámetro de mérito χ está detallado en el Apéndice A.13.

De acuerdo a estos valores, el reflector de berilio produce un incremento del 10% en la activación de ^{98}Mo . Por lo tanto, produciendo un incremento en la misma proporción de la producción de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ siendo éste el radioisotópo empleado en aplicaciones médicas.

Las actividades de saturación específica A_s experimentales para todas las posiciones de la espada se muestran en la Tabla 4.9. El procedimiento para calcular la incertidumbre estándar combinada de la actividad de saturación específica A_s está detallado en el Apéndice A.3. Se observa que las incertidumbres relativas de la actividad A_s para todos los monitores es menor de 3%.

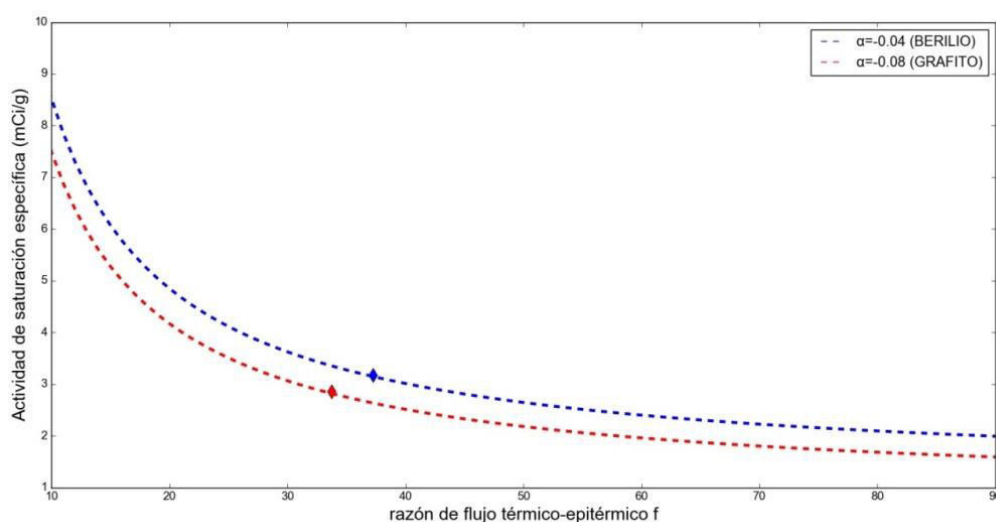


Figura 4.8. Actividad de saturación específica esperada en la facilidad de irradiación G6 en función de la razón de flujo térmico y epitérmico (f) para los valores de α promedio obtenidos usando berilio y grafito como reflector.

En la Figura 4.8 se muestra la actividad de saturación específica A_s (definida por la ecuación (2.39) de la Sección 2.3) que se espera en la facilidad de irradiación G6

con los flujos térmicos medidos (cuyos valores se muestran en la Tabla 4.6) en función de la razón de flujo térmico-epitérmico f (líneas discontinuas de colores) y los valores experimentales (rombos sólidos de colores). Para obtener la actividad de saturación específica A_s experimental se usó la ecuación (1.30) (ver acápite del capítulo 1.3.2) y se consideró el valor de la sección eficaz de ^{98}Mo reportada por S. Mughabghab [12].

Tabla 4.9. Actividad de saturación específica y parámetro de mérito con sus incertidumbres relativas.

Posic.	Actividad A_s con reflector de berilio (mCi/g)		Actividad A_s con reflector de grafito (mCi/g)		Mérito χ
(mm)	Desnudo	Bajo Cd	Desnudo	Bajo Cd	
418	2.429 ± 0.072	1.638 ± 0.050	2.359 ± 0.071	1.372 ± 0.042	1.030 ± 0.043
367	2.787 ± 0.080	1.711 ± 0.053	2.579 ± 0.078	1.553 ± 0.048	1.081 ± 0.045
316	2.997 ± 0.087	1.773 ± 0.055	2.740 ± 0.082	1.647 ± 0.050	1.094 ± 0.045
262	3.145 ± 0.091	2.080 ± 0.064	2.832 ± 0.084	1.769 ± 0.054	1.111 ± 0.046
212	3.080 ± 0.090	1.425 ± 0.044	2.891 ± 0.086	1.756 ± 0.054	1.065 ± 0.044
158	2.876 ± 0.080	1.201 ± 0.037	2.620 ± 0.079	1.645 ± 0.051	1.098 ± 0.045
107	2.480 ± 0.072	1.749 ± 0.056	2.120 ± 0.064	1.407 ± 0.044	1.170 ± 0.049

En esta figura se muestra que la actividad de saturación específica experimental del monitor ubicado a una distancia 262 mm de la zona activa se ajusta adecuadamente a la actividad A_s teórica; para ello se consideró la desviación de la ley $1/E$. Adicionalmente, muestra que la actividad A_s es mayor cuando se usa berilio como reflector en comparación con grafito observando un incremento de hasta el 11%.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES

Se implementó satisfactoriamente el método de doble monitor desnudo para medir el flujo neutrónico usando una aleación Au(1.55%)-Cu en el reactor RP-10 simplificando los datos de entrada, los procesos de irradiación y la propia medición. No obstante, para un empleo extensivo es necesario disminuir en dos magnitudes la concentración del Au en la aleación.

Se observó una variación de flujo neutrónico incluso para una distancia de **26 mm** y los resultados de flujo neutrónico fueron comparados con los del formalismo de Westcott usando hojuelas de Au; obteniéndose una diferencia relativa de 3% y 9% en el flujo térmico y en el flujo epitérmico respectivamente. Las diferencias relativas observadas del flujo neutrónico se encuentran en el margen de error calculado para cada método.

Adicionalmente, se estableció una metodología para calcular la sección eficaz de captura de la reacción $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ empleando monitores Au(1.55%)-Cu, mediante el método de intersección de razón de flujos térmico-epitérmico en el reactor RP-10, calculando el parámetro α para la caja de irradiación G6 del núcleo del reactor.

Se calculó la sección eficaz de captura de la reacción $^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ obteniendo un valor promedio de **$(134.0 \pm 4.7) \text{ mb}$** concordante con los valores **$(137 \pm 5) \text{ mb}$** y **$(131 \pm 2) \text{ mb}$** dados por S. Mughabghab [12] y F. De Corte [13] respectivamente. Asimismo, se determinó el parámetro α promedio de **-0.04396 ± 0.00771** para la caja de irradiación G6 del núcleo del reactor RP-10 adaptada según el diseño de la caja de irradiación.

De esta manera se caracterizó el flujo neutrónico de la posición G6 del reactor RP-10 cuyos resultados experimentales se ajustan adecuadamente a las curvas de flujos neutrónicos obtenidas por MCNP. Por otro lado, se observó que la barra de

control BC2 modifica considerablemente la distribución e intensidad del flujo neutrónico para la facilidad de irradiación G6.

Adicionalmente, se determinó que la actividad específica de ^{99}Mo se incrementó en un 10% usando berilio como reflector en comparación con grafito, producto del incremento del flujo neutrónico lo que permitiría un aumento de la producción de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ y por ende un mayor impacto en la sociedad por constituir el radioisótopo más empleado en las aplicaciones de medicina nuclear.

APÉNDICES

A.1. Términos metrológicos generales

Existen varios términos relacionados a la medición que son empleados incorrectamente. Por ejemplo, los términos “error” e “incertidumbre” son frecuentemente considerados como equivalentes; sin embargo, tienen significados diferentes. El término *error de la medición* es definido como “resultado de la medición menos el verdadero valor de la medida”, y el término *incertidumbre de la medición* es definida como “un parámetro, asociado con el resultado de una medición, que caracteriza la dispersión de los valores los cuales podrían ser razonablemente atribuidos a la medida”. Estas definiciones fueron tomadas de la *Guía para la expresión de la incertidumbre de medida* [38] (ISO 2018), comúnmente denominada GUM.

Adicionalmente, existen varias componentes de la incertidumbre las cuales se clasifican por el método usado para estimar sus valores numéricos como incertidumbre tipo A e incertidumbre tipo B. De acuerdo a GUM estas incertidumbres se definen así: la incertidumbre tipo A es evaluada por métodos estadísticos a través de series de observaciones; en cambio, la incertidumbre tipo B es evaluada por otros métodos diferentes al análisis estadístico.

En la evaluación tipo A, la estimación de la medición Y , denotada por y , de n observaciones independientes Y_k que varían aleatoriamente es obtenida por el promedio aritmético \bar{Y} de n observaciones, es decir:

$$y = \bar{Y} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n Y_k \quad (\text{A1.1})$$

La varianza experimental de las observaciones, la cual estima la varianza σ^2 de la distribución de probabilidad de la medición Y , es dado por:

$$\sigma^2(Y_k) = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (Y_k - \bar{Y})^2 \quad (\text{A1.2})$$

Y la desviación estándar se define como la raíz cuadrada positiva de la varianza, es decir:

$$\sigma(Y_k) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (Y_k - \bar{Y})^2} \quad (\text{A1.3})$$

Entonces, la incertidumbre tipo A, $\Delta y = \Delta y(Y_k)$, es definido así:

$$\Delta y = \frac{\sigma(Y_k)}{\sqrt{n}} \quad (\text{A1.4})$$

Los parámetros $\sigma^2(Y_k)$ y $\Delta y(Y_k)$ se llaman *varianza tipo A* e *incertidumbre estándar tipo A*, respectivamente. Además, el coeficiente de variación (CV) se define así:

$$CV = \frac{\sigma(Y_k)}{\bar{Y}} \quad (\text{A1.5})$$

El significado físico del coeficiente de variación se interpreta como la dispersión de los resultados alrededor del valor medio (promedio aritmético).

Por otro lado, en la evaluación tipo B se debe considerar lo siguiente: “ la estimación x_k de una cantidad de entrada X_k que no ha sido obtenido de observaciones repetitivas, la varianza estimada asociada $\sigma^2(x_k)$ o la incertidumbre estándar $\Delta x(x_k)$ es evaluada mediante criterios científicos basados en todo la información disponible en la variabilidad posible de X_k . El conjunto de información puede incluir: datos de mediciones previas, experiencia con o conocimiento general del comportamiento y propiedades de materiales relevantes, especificaciones del fabricantes, datos provenientes en calibradores o otras certificaciones, incertidumbres asignados a datos referencias tomados de la guías” [38]. Así mismo, los parámetros $\sigma^2(x_k)$ y $\Delta y(x_k)$ son llamados como *varianza tipo B* e *incertidumbre estándar tipo B*, respectivamente.

Por simplicidad, la incertidumbre estándar de una medida Y_i se representará como $\Delta_A y_i$ si es una incertidumbre tipo A o como $\Delta_B y_i$ si es una incertidumbre tipo B. Para una revisión más profunda sobre estos términos metrológicos se recomienda

al lector las literaturas de GUM [39] y Nota Técnica del NIST (siglas en inglés de National Institute of Standards and Technology) [39].

A.2. Determinación de la incertidumbre estándar combinada

En esta sección se determinará la incertidumbre estándar combinada para el caso de cantidades de entrada estadísticamente independientes según NIST [39].

Varias veces la medida de Y no es medida directamente sino es determinanda por N otras cantidades de entrada X_1, X_2, \dots, X_N a través de una relación funcional f :

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N) \quad (\text{A2.1})$$

Entonces, una estimación a la medidad Y , denotada por y , es obtenido de la ecuación A2.1 usando estimaciones de entradas $x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$ para valores de las cantidades de entrada X_1, X_2, \dots, X_N . Entonces la estimación de salida y , el cual es resultado de la medición, es dado por:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (\text{A2.2})$$

La *incertidumbre estándar combinada* de la estimación de y es denotado por Δ_c y se define como la raíz cuadrada positiva de la varianza estándar la cual es dado por:

$$\sigma_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \Delta^2 x_i \quad (\text{A2.3})$$

$$\Delta_c y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \Delta^2 x_i} \quad (\text{A2.4})$$

La ecuación (A2.4) se basa en una aproximación de la sucesión de Taylor de primer orden de $Y = f(X_1, X_2, X_3, \dots, X_N)$ y se conoce como *ley de propagación de incertidumbre*. Las derivadas parciales $\frac{\partial f}{\partial x_i}$ son iguales a $\frac{\partial f}{\partial X_i}$ evaluada en $X_i = x_i$; Δx_i es la incertidumbre estándar asociada con la estimación de entrada x_i .

A3.- Incertidumbre estándar de la tasa de activación

A continuación se desarrollará la propagación de incertidumbre de la tasa de activación determinada a partir de parámetros medibles. Partiendo de la ecuación (1.29) se desarrolla la propagación de incertidumbre, es decir:

$$R = \frac{1}{N_0} \frac{c^* f F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\delta_c}{\Sigma} \quad (A3.1)$$

Donde:

$$N_0 = \frac{m c N_A \eta}{M_{Mol}} \quad (A3.2)$$

$$\Sigma = \lambda^{-1} (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_m}) \quad (A3.3)$$

Para iniciar el cálculo de las incertidumbres debemos diferenciar N_0 cuya dependencia viene dada por:

$$N_0 = N_0(m, c, N_A, \eta, M_{Mol}) \quad (A3.4)$$

Si $\Delta_c N_0$ es la incertidumbre estándar combinada de N_0 , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c N_0)^2 = & \left(\frac{\partial N_0}{\partial m} \right)^2 (\Delta_B m)^2 + \left(\frac{\partial N_0}{\partial c} \right)^2 (\Delta_B c)^2 + \left(\frac{\partial N_0}{\partial N_A} \right)^2 (\Delta_B N_A)^2 \\ & + \left(\frac{\partial N_0}{\partial \eta} \right)^2 (\Delta_B \eta)^2 + \left(\frac{\partial N_0}{\partial M_{Mol}} \right)^2 (\Delta_B M_{Mol})^2 \end{aligned} \quad (A3.5)$$

Donde las incertidumbres de los parámetros se expresan como $\Delta_B m$, $\Delta_B c$, $\Delta_B N_A$, $\Delta_B \eta$ y $\Delta_B M_{Mol}$:

$$\frac{\partial N_0}{\partial m} = \frac{c N_A \eta}{M_{Mol}} = \frac{N_0}{m} \quad (A3.6)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial c} = \frac{m N_A \eta}{M_{Mol}} = \frac{N_0}{c} \quad (A3.7)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial N_A} = \frac{m c \eta}{M_{Mol}} = \frac{N_0}{N_A} \quad (A3.8)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial \eta} = \frac{m c N_A}{M_{Mol}} = \frac{N_0}{\eta} \quad (A3.9)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial M_{Mol}} = -\frac{m c N_A}{M_{Mol}^2} = -\frac{N_0}{M_{Mol}} \quad (A3.10)$$

Reemplazando las ecuaciones A3.6-A3.10 en la ecuación A3.5, se obtiene la incertidumbre de N_0 :

$$\begin{aligned} (\Delta_c N_0)^2 &= \left(\frac{N_0}{m}\right)^2 (\Delta_B m)^2 + \left(\frac{N_0}{c}\right)^2 (\Delta_B c)^2 + \left(\frac{N_0}{N_A}\right)^2 (\Delta_B N_A)^2 \\ &+ \left(\frac{N_0}{\eta}\right)^2 (\Delta_B \eta)^2 + \left(-\frac{N_0}{M_{Mol}}\right)^2 (\Delta_B M_{Mol})^2 \end{aligned} \quad (A3.11)$$

La incertidumbre de $\Delta_B m$ es 1×10^{-5} g para todas las muestras porque se usó una balanza de 5 dígitos y las incertidumbres $\Delta_B c$, $\Delta_B N_A$, $\Delta_B \eta$ y $\Delta_B M_{Mol}$ se presentan en las Tablas 3.1 y 3.2 (ver acápite del capítulo 3.2.2) cuyos valores dependerán de los monitores usados y de su geometría en cada experimento. Las incertidumbres tipo B que se utilizan para determinar la incertidumbre $\Delta_c N_0$ están en función de parámetros de bastante precisión, por lo tanto, la incertidumbre $\Delta_c N_0$ es mínima y no contribuye notoriamente a la incertidumbre $\Delta_c R$. La incertidumbre para el caso de Σ será determinada así:

$$\Sigma = \Sigma(\lambda, t_i, t_e, t_m) \quad (A3.12)$$

Si $\Delta_c \Sigma$ es la incertidumbre de Σ , tenemos:

$$(\Delta_c \Sigma)^2 = \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial \lambda}\right)^2 (\Delta_B \lambda)^2 + \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial t_i}\right)^2 (\Delta_B t_i)^2 + \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial t_e}\right)^2 (\Delta_B t_e)^2 + \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial t_m}\right)^2 (\Delta_B t_m)^2 \quad (A3.13)$$

Donde las incertidumbres de los parámetros se expresan como $\Delta_B \lambda$, $\Delta_B t_i$, $\Delta_B t_e$ y $\Delta_B t_m$:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial \lambda} = -\frac{\Sigma}{\lambda} + t_i \Sigma (\exp(\lambda t_i) - 1)^{-1} - t_e \Sigma + t_m \Sigma (\exp(\lambda t_m) - 1)^{-1} \quad (A3.14)$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t_i} = \Sigma (\exp(\lambda t_i) - 1)^{-1} \quad (A3.15)$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t_e} = -\Sigma \quad (A3.16)$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t_m} = \Sigma (\exp(\lambda t_m) - 1)^{-1} \quad (A3.17)$$

La incertidumbre de R se determinará a continuación:

$$R = R(N_0, C_f^*, \delta_c, F_a, \varepsilon, \Gamma, \Sigma) \quad (\text{A3.18})$$

Si $\Delta_c R$ es la incertidumbre de R , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c R)^2 = & \left(\frac{\partial R}{\partial N_0} \right)^2 (\Delta_c N_0)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial C_f^*} \right)^2 (\Delta_B C_f^*)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \delta_c} \right)^2 (\Delta_B \delta_c)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial F_a} \right)^2 (\Delta_B F_a)^2 \\ & + \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon} \right)^2 (\Delta_c \varepsilon)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \Gamma} \right)^2 (\Delta_B \Gamma)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \Sigma} \right)^2 (\Delta_c \Sigma)^2 \end{aligned} \quad (\text{A3.19})$$

Donde las incertidumbres de los parámetros se expresan como $\Delta_c N_0$, $\Delta_B C_f^*$, $\Delta_B \delta_c$, $\Delta_B F_a$, $\Delta_c \varepsilon$, $\Delta_B \Gamma$ y $\Delta_c \Sigma$:

$$\frac{\partial R}{\partial N_0} = -\frac{1}{N_0^2} \frac{C_f^* F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda \delta_c}{\Sigma} = -\frac{R}{N_0} \quad (\text{A3.20})$$

$$\frac{\partial R}{\partial C_f^*} = \frac{1}{N_0} \frac{F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda \delta_c}{\Sigma} = \frac{R}{C_f^*} \quad (\text{A3.21})$$

$$\frac{\partial R}{\partial \delta_c} = \frac{1}{N_0} \frac{C_f^* F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda}{\Sigma} = \frac{R}{\delta_c} \quad (\text{A3.22})$$

$$\frac{\partial R}{\partial F_a} = \frac{1}{N_0} \frac{C_f^*}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda \delta_c}{\Sigma} = \frac{R}{F_a} \quad (\text{A3.23})$$

$$\frac{\partial R}{\partial \varepsilon} = -\frac{1}{N_0} \frac{C_f^* F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma)^2 \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda \delta_c}{\Sigma} = -\frac{R}{\varepsilon} \quad (\text{A3.24})$$

$$\frac{\partial R}{\partial \Gamma} = -\frac{1}{N_0} \frac{C_f^* \delta_c}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)^2} \frac{\lambda}{\Sigma} = -\frac{R}{\Gamma} \quad (\text{A3.25})$$

$$\frac{\partial R}{\partial \Sigma} = -\frac{1}{N_0} \frac{C_f^* F_a(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) \Gamma(E_\gamma)} \frac{\lambda \delta_c}{\Sigma^2} = -\frac{R}{\Sigma} \quad (\text{A3.26})$$

De todas las incertidumbres involucradas para calcular la incertidumbre estándar combinada $\Delta_c R$, las de mayor amplitud son $\Delta_c \varepsilon(E_\gamma)$ y $\Delta_B C_f^*$ las cuales involucran a la incertidumbre de la eficiencia del detector debido a la geometría usada en cada medición y a la incertidumbre en la detección de los rayos gamma relacionada al tiempo muerto, respectivamente.

Por otro lado, la incertidumbre de A_s , definida en el acápite del capítulo 1.3.2, se determinará a continuación:

$$A_s = A_s(N_0, R, c, m) \quad (\text{A3.28})$$

Si $\Delta_c A_s$ es la incertidumbre de A_s , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c A_s)^2 &= \left(\frac{\partial A_s}{\partial N_0} \right)^2 (\Delta_c N_0)^2 + \left(\frac{\partial A_s}{\partial R} \right)^2 (\Delta_c R)^2 + \\ &\quad \left(\frac{\partial A_s}{\partial c} \right)^2 (\Delta_B c)^2 + \left(\frac{\partial A_s}{\partial m} \right)^2 (\Delta_B m)^2 \end{aligned} \quad (\text{A3.29})$$

Donde las incertidumbres de los parámetros se expresan como $\Delta_c N_0$, $\Delta_c R$, $\Delta_B c$ y $\Delta_B m$:

$$\frac{\partial A_s}{\partial N_0} = \frac{R}{mc} = \frac{A_s}{N_0} \quad (\text{A3.30})$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial R} = \frac{N_0}{mc} = \frac{A_s}{R} \quad (\text{A3.31})$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial c} = -\frac{N_0 R}{mc^2} = -\frac{A_s}{c} \quad (\text{A3.32})$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial m} = -\frac{N_0 R}{m^2 c} = -\frac{A_s}{m} \quad (\text{A3.33})$$

Reemplazando las ecuaciones A3.29-A3.32 en la ecuación A3.28, se obtiene la incertidumbre de A_s :

$$\begin{aligned} (\Delta_c A_s)^2 &= \left(\frac{A_s}{N_0} \right)^2 (\Delta_c N_0)^2 + \left(\frac{A_s}{R} \right)^2 (\Delta_c R)^2 + \\ &\quad \left(-\frac{A_s}{c} \right)^2 (\Delta_B c)^2 + \left(-\frac{A_s}{m} \right)^2 (\Delta_B m)^2 \end{aligned} \quad (\text{A1.34})$$

Como las incertidumbres involucradas para calcular la incertidumbre estándar combinada ΔA_s están en función de parámetros de bastante precisión, excepto la incertidumbre $\Delta_c R$ el cual involucra varios datos experimentales como se ha mostrado previamente. Por lo tanto, el valor de la incertidumbre depende fuertemente de la incertidumbre de $\Delta_c R$.

A.4. Incertidumbre estándar del método de diferencia de Cd

A continuación se presenta el desarrollo de la propagación de las incertidumbres de los flujos de neutrones térmicos y epitérmicos. Partiendo de las ecuaciones (2.5) y (2.6), es decir:

$$\phi_0 = \left(\frac{R}{R_{Cd}} F_{Cd} - 1 \right) \frac{R_{Cd}}{u F_{Cd}} \quad (A4.1)$$

$$\phi_E = \frac{R_{Cd}}{v F_{Cd}} \quad (A4.2)$$

Donde:

$$u = g(T) G_T \sigma_0 \quad ; \quad v = G_E I_0 \quad (A4.3)$$

Para comenzar debemos determinar las incertidumbres de las constantes u y v de la manera siguiente:

$$u = u(g, G_T, \sigma_0) \quad (A4.4)$$

Si $\Delta_c u$ es la incertidumbre de u , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c u)^2 = & \left(\frac{\partial u(g, G_T, \sigma_0)}{\partial g} \right)^2 (\Delta_B g)^2 + \left(\frac{\partial u(g, G_T, \sigma_0)}{\partial G_T} \right)^2 (\Delta_B G_T)^2 \\ & + \left(\frac{\partial u(g, G_T, \sigma_0)}{\partial \sigma_0} \right)^2 (\Delta_B \sigma_0)^2 \end{aligned} \quad (A4.5)$$

$$(\Delta_c u)^2 = \left(\frac{u}{g} \right)^2 (\Delta_B g)^2 + \left(\frac{u}{G_T} \right)^2 (\Delta_B G_T)^2 + \left(\frac{u}{\sigma_0} \right)^2 (\Delta_B \sigma_0)^2 \quad (A4.6)$$

Similarmente para v :

$$v = v(G_E, I_0) \quad (A4.7)$$

Si $\Delta_c v$ es la incertidumbre de v , tenemos:

$$(\Delta_c v)^2 = \left(\frac{\partial v(G_E, I_0)}{\partial G_E} \right)^2 (\Delta_B G_E)^2 + \left(\frac{\partial v(G_E, I_0)}{\partial I_0} \right)^2 (\Delta_B I_0)^2 \quad (A4.8)$$

$$(\Delta_c v)^2 = \left(\frac{v}{G_E} \right)^2 (\Delta_B G_E)^2 + \left(\frac{v}{I_0} \right)^2 (\Delta_B I_0)^2 \quad (A4.9)$$

Donde las incertidumbres $\Delta_B g$, $\Delta_B G_T$, $\Delta_B \sigma_0$, $\Delta_B G_E$ y $\Delta_B I_0$ se muestran en la Tablas 3.1, 3.2 y 3.3 (ver sub capítulo 3.2). La incertidumbre del flujo convencional térmico por el método de diferencia de Cd será determinada así:

$$\phi_0 = \phi_0(R, R_{Cd}, F_{Cd}, u) \quad (\text{A4.10})$$

Si $\Delta_c \phi_0$ es la incertidumbre de ϕ_0 , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_0)^2 &= \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R} \right)^2 (\Delta_c R)^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R_{Cd}} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 \\ &+ \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial F_{Cd}} \right)^2 (\Delta_c F_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial u} \right)^2 (\Delta_c u)^2 \end{aligned} \quad (\text{A4.11})$$

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_0)^2 &= \left(\frac{1}{u} \right)^2 (\Delta_c R)^2 + \left(\frac{-1}{F_{Cd} u} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \\ &\left(\frac{R_{Cd}}{F_{Cd}^2 u} \right)^2 (\Delta_c F_{Cd})^2 + \left(-\frac{\phi_0}{u} \right)^2 (\Delta_c u)^2 \end{aligned} \quad (\text{A4.12})$$

Se observa que la incertidumbre del flujo convencional térmico es inversamente proporcional a la constante nuclear $u = g(T)G_T\sigma_0$. El flujo térmico está relacionado con el flujo convencional térmico de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$\phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{T_0}} \phi_0 \quad (\text{A4.13})$$

Por lo tanto, la incertidumbre del flujo térmico es determinada así:

$$(\Delta_c \phi_T)^2 = \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial T} \right)^2 (\Delta_B T)^2 + \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial T_0} \right)^2 (\Delta_B T_0)^2 + \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial \phi_0} \right)^2 (\Delta_c \phi_0)^2 \quad (\text{A4.14})$$

$$(\Delta_c \phi_T)^2 = \left(\frac{1}{2} \frac{\phi_T}{T} \right)^2 (\Delta_B T)^2 + \left(-\frac{1}{2} \frac{\phi_T}{T_0} \right)^2 (\Delta_B T_0)^2 + \left(\frac{\phi_T}{\phi_0} \right)^2 (\Delta_c \phi_0)^2 \quad (\text{A4.15})$$

La dependencia de la incertidumbre del flujo térmico con la constante u se mantendrá porque ésta depende linealmente del flujo convencional térmico (ecuación A4.13).

Similarmente se determinará la incertidumbre del flujo epitérmico:

$$\phi_E = \phi_E(R_{Cd}, F_{Cd}, v) \quad (A4.16)$$

Si $\Delta_c \phi_E$ es la incertidumbre de ϕ_E , tenemos:

$$(\Delta_c \phi_E)^2 = \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R_{Cd}} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial F_{Cd}} \right)^2 (\Delta_B F_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial v} \right)^2 (\Delta_B v)^2 \quad (A4.17)$$

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_E)^2 &= \left(\frac{1}{F_{Cd} v} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \left(-\frac{R_{Cd}}{F_{Cd}^2 v} \right)^2 (\Delta_B F_{Cd})^2 \\ &+ \left(-\frac{R_{Cd}}{F_{Cd} v^2} \right)^2 (\Delta_B v)^2 \end{aligned} \quad (A4.18)$$

Se observa que la incertidumbre del flujo epitérmico es inversamente proporcional a la constante nuclear $v = G_E I_0$. Las incertidumbres de las constantes nucleares de los monitores se muestran en la Tablas 3.1 y 3.3 (ver sub capítulo 3.2).

A.5. Incertidumbre estándar del método de diferencia de Cd considerando los picos de resonancia

En esta sección se desarrollará la propagación de incertidumbre de los flujos de neutrones térmicos y epitérmicos determinados por el método de diferencia de Cd considerando la corrección en la integral de resonancia debido a los picos de resonancia. Partiendo de las ecuaciones (2.8) y (2.9), es decir:

$$\phi_0 = \left(\frac{R}{R_{Cd}} F_{Cd} - 1 \right) \frac{R_{Cd}}{u F_{Cd}} \quad (A5.1)$$

$$\phi_E = \frac{R_{Cd}}{v(\alpha) F_{Cd}} \quad (A5.2)$$

Donde:

$$u = g(T) G_T \sigma_0 \quad ; \quad v = G_E I_0(\alpha) \quad (A5.3)$$

Similar al caso anterior se debe determinar las incertidumbres de u y v diferenciando considerando la contribución del parámetro α , es decir:

$$u = u(g, G_T, \sigma_0) \quad (A5.4)$$

Si $\Delta_c u$ es la incertidumbre de u , tenemos:

$$(\Delta_c u)^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial g}\right)^2 (\Delta_B g)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial G_T}\right)^2 (\Delta_B G_T)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma_0}\right)^2 (\Delta_B \sigma_0)^2 \quad (\text{A5.5})$$

$$(\Delta_c u)^2 = \left(\frac{u}{g}\right)^2 (\Delta_B g)^2 + \left(\frac{u}{G_T}\right)^2 (\Delta_B G_T)^2 + \left(\frac{u}{\sigma_0}\right)^2 (\Delta_B \sigma_0)^2 \quad (\text{A5.6})$$

Similarmente para $I_0(\alpha)$:

$$I_0(\alpha) = I_0(\alpha)(I_0, \sigma_0, E_0, E_{Cd}, E_r, \alpha) \quad (\text{A5.7})$$

Si $\Delta_c I_0(\alpha)$ es la incertidumbre de $I_0(\alpha)$, tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c I_0(\alpha))^2 &= \left(\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial I_0}\right)^2 (\Delta_B I_0)^2 + \left(\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial \sigma_0}\right)^2 (\Delta_B \sigma_0)^2 + \left(\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial E_0}\right)^2 (\Delta_B E_0)^2 \\ &+ \left(\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial E_{Cd}}\right)^2 (\Delta_B E_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial E_r}\right)^2 (\Delta_B E_r)^2 + \left(\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial \alpha}\right)^2 (\Delta_B \alpha)^2 \end{aligned} \quad (\text{A5.8})$$

Donde las incertidumbres de los parámetros se expresan como $\Delta_B I_0$, $\Delta_B \sigma_0$, $\Delta_B E_0$, $\Delta_B E_{Cd}$, $\Delta_B E_r$ y $\Delta_B \alpha$:

$$\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial I_0} = \frac{1}{E_r^\alpha} \quad (\text{A5.9})$$

$$\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial \sigma_0} = 2 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \left(\frac{1}{2\alpha+1} \frac{1}{E_{Cd}^\alpha} - \frac{1}{E_r^\alpha} \right) \quad (\text{A5.10})$$

$$\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial E_0} = \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \frac{\sigma_0}{E_0} \left(\frac{1}{2\alpha+1} \frac{1}{E_{Cd}^\alpha} - \frac{1}{E_r^\alpha} \right) \quad (\text{A5.11})$$

$$\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial E_{Cd}} = \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \frac{\sigma_0}{E_0} \left(\frac{1}{E_r^\alpha} - \frac{1}{E_{Cd}^\alpha} \right) \quad (\text{A5.12})$$

$$\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial E_r} = -\alpha \frac{I_0 - 2 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \sigma_0}{E_r^{\alpha+1}} \quad (\text{A5.13})$$

$$\frac{\partial I_0(\alpha)}{\partial \alpha} = \frac{I_0 - 2 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \sigma_0}{E_r^{\alpha+1}} \ln E_r + 2 \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}} \frac{\sigma_0}{2\alpha+1} \left(\ln E_{Cd} - \frac{2}{2\alpha+1} \right) \frac{1}{E_{Cd}^\alpha} \quad (\text{A5.14})$$

Similarmente para v :

$$v(\alpha) = v(G_E, I_0(\alpha)) \quad (\text{A5.15})$$

Si $\Delta_c v(\alpha)$ es la incertidumbre de $v(\alpha)$, tenemos:

$$(\Delta_c v(\alpha))^2 = \left(\frac{\partial v(\alpha)(G_E, \sigma_0)}{\partial G_E} \right)^2 (\Delta_B G_E)^2 + \left(\frac{\partial v(\alpha)(G_E, I_0)}{\partial I_0(\alpha)} \right)^2 (\Delta_c I_0(\alpha))^2 \quad (\text{A5.16})$$

$$(\Delta_c v(\alpha))^2 = \left(\frac{v(\alpha)}{G_E} \right)^2 (\Delta_B G_E)^2 + \left(\frac{v(\alpha)}{I_0(\alpha)} \right)^2 (\Delta_c I_0(\alpha))^2 \quad (\text{A5.17})$$

La incertidumbre de $v(\alpha)$ es muy similar a la de la sección anterior con la excepción que los valores de $v(\alpha)$ dependen del parámetro α . Por lo tanto, la incertidumbre del flujo convencional térmico y flujo epitérmico por el método de diferencia de Cd con la contribución del parámetro α es muy similar al del anterior caso:

$$\phi_0 = \phi_0(R, R_{Cd}, F_{Cd}, u) \quad (\text{A5.18})$$

Si $\Delta_c \phi_0$ es la incertidumbre de ϕ_0 , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_0)^2 &= \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R} \right)^2 (\Delta_c R)^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R_{Cd}} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \\ &\quad \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial F_{Cd}} \right)^2 (\Delta_B F_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial u} \right)^2 (\Delta_B u)^2 \end{aligned} \quad (\text{A5.19})$$

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_0)^2 &= \left(\frac{1}{u} \right)^2 (\Delta_c R)^2 + \left(\frac{-1}{F_{Cd} u} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \\ &\quad \left(\frac{R_{Cd}}{F_{Cd}^2 u} \right)^2 (\Delta_B F_{Cd})^2 + \left(-\frac{\phi_0}{u} \right)^2 (\Delta_B u)^2 \end{aligned} \quad (\text{A5.20})$$

$$(\Delta_c \phi_E)^2 = \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R_{Cd}} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial F_{Cd}} \right)^2 (\Delta_B F_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial v(\alpha)} \right)^2 (\Delta_c v(\alpha))^2 \quad (\text{A5.21})$$

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_E)^2 &= \left(\frac{1}{F_{Cd} v(\alpha)} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \left(\frac{R_{Cd}}{F_{Cd}^2 v(\alpha)} \right)^2 (\Delta_B F_{Cd})^2 \\ &\quad + \left(\frac{R_{Cd}}{F_{Cd}^2 v(\alpha)^2} \right)^2 (\Delta_c v(\alpha))^2 \end{aligned} \quad (\text{A5.22})$$

Para iniciar los cálculos de las incertidumbres se debe de conocer la incertidumbre del parámetro α el cual fue considerado con una incertidumbre tipo B del 20% del

valor calculado, considerando un criterio conservador. Las incertidumbres de las constantes nucleares de los monitores son presentadas en la Tablas 3.1, 3.2 y 3.3.

A.6. Incertidumbre estándar del método de doble monitor desnudo

A continuación se presenta el desarrollo de la propagación de incertidumbre de los flujos de neutrones térmicos y epitérmicos del método de doble monitor desnudo. Partiendo de las ecuaciones (2.16) y (2.17), es decir:

$$\phi_0 = \frac{R_{Au}d - bR_{Cu}}{ad - bc} \quad (A6.1)$$

$$\phi_E = \frac{R_{Cu}a - cR_{Au}}{ad - bc} \quad (A6.2)$$

Donde:

$$a = g_{Au}(T)G_{TAu}\sigma_{0Au} \quad ; \quad b = G_{EAu}I_{0Au} \quad (A6.3)$$

$$c = g_{Cu}(T)G_{TCu}\sigma_{0Cu} \quad ; \quad d = G_{ECu}I_{0Cu} \quad (A6.4)$$

Sea $\xi = ad - bc$ y las incertidumbres de las constantes a , b , c y d se determinan similarmente a lo desarrollado en la sección anterior:

$$a = a(g_{Au}, G_{TAu}, \sigma_{0Au}) \quad (A6.5)$$

Si $\Delta_c a$ es la incertidumbre de a , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c a)^2 &= \left(\frac{\partial a}{\partial g_{Au}} \right)^2 (\Delta_B g_{Au})^2 + \left(\frac{\partial a}{\partial G_{TAu}} \right)^2 (\Delta_B G_{TAu})^2 \\ &\quad + \left(\frac{\partial a}{\partial \sigma_{0Au}} \right)^2 (\Delta_B \sigma_{0Au})^2 \end{aligned} \quad (A6.6)$$

$$\begin{aligned} (\Delta_c a)^2 &= \left(\frac{a}{g_{Au}} \right)^2 (\Delta_B g_{Au})^2 + \left(\frac{a}{G_{TAu}} \right)^2 (\Delta_B G_{TAu})^2 \\ &\quad + \left(\frac{a}{\sigma_{0Au}} \right)^2 (\Delta_B \sigma_{0Au})^2 \end{aligned} \quad (A6.7)$$

$$b = b(G_{EAu}, I_{0Au}) \quad (A6.8)$$

Si $\Delta_c b$ es la incertidumbre de b , tenemos:

$$(\Delta_c b)^2 = \left(\frac{\partial b}{\partial G_{EAu}} \right)^2 (\Delta_B G_{EAu})^2 + \left(\frac{\partial b}{\partial I_{0Au}} \right)^2 (\Delta_B I_{0Au})^2 \quad (A6.9)$$

$$(\Delta_c b)^2 = \left(\frac{b}{G_{EAu}} \right)^2 (\Delta_B G_{EAu})^2 + \left(\frac{b}{I_{0Au}} \right)^2 (\Delta_B I_{0Au})^2 \quad (A6.10)$$

$$c = c(g_{Cu}, G_{TCu}, \sigma_{0Cu}) \quad (A6.11)$$

Si $\Delta_c c$ es la incertidumbre de c , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c c)^2 &= \left(\frac{\partial c}{\partial g_{Cu}} \right)^2 (\Delta_B g_{Cu})^2 + \left(\frac{\partial c}{\partial G_{TCu}} \right)^2 (\Delta_B G_{TCu})^2 \\ &\quad + \left(\frac{\partial c}{\partial \sigma_{0Cu}} \right)^2 (\Delta_B \sigma_{0Cu})^2 \end{aligned} \quad (A6.12)$$

$$(\Delta_c c)^2 = \left(\frac{c}{g_{Cu}} \right)^2 (\Delta_B g_{Cu})^2 + \left(\frac{c}{G_{TCu}} \right)^2 (\Delta_B G_{TCu})^2 + \left(\frac{c}{\sigma_{0Cu}} \right)^2 (\Delta_B \sigma_{0Cu})^2 \quad (A6.13)$$

$$d = d(G_{ECu}, I_{0Cu}) \quad (A6.14)$$

Si $\Delta_c d$ es la incertidumbre de d , tenemos:

$$(\Delta_c d)^2 = \left(\frac{\partial d}{\partial G_{ECu}} \right)^2 (\Delta_B G_{ECu})^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial I_{0Cu}} \right)^2 (\Delta_B I_{0Cu})^2 \quad (A6.15)$$

$$(\Delta_c d)^2 = \left(\frac{d}{G_{ECu}} \right)^2 (\Delta_B G_{ECu})^2 + \left(\frac{d}{I_{0Cu}} \right)^2 (\Delta_B I_{0Cu})^2 \quad (A6.16)$$

Donde las incertidumbres de las constantes nucleares de los monitores son presentadas en la Tabla 3.1 (ver acápite del capítulo 3.2.1). La incertidumbre del flujo convencional térmico por el método de doble monitor se determinará del diferencial de ϕ_0 definido así:

$$\phi_0 = \phi_0(R_{Au}, R_{Cu}, a, b, c, d) \quad (A6.17)$$

Si $\Delta_c \phi_0$ es la incertidumbre de ϕ_0 , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_0)^2 &= \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R_{Au}} \right)^2 (\Delta_c R_{Au})^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial R_{Cu}} \right)^2 (\Delta_c R_{Cu})^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial a} \right)^2 (\Delta_c a)^2 \\ &+ \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial b} \right)^2 (\Delta_c b)^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial c} \right)^2 (\Delta_c c)^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial d} \right)^2 (\Delta_c d)^2 \end{aligned} \quad (A6.18)$$

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_0)^2 &= \left(\frac{d}{\xi} \right)^2 (\Delta_c R_{Au})^2 + \left(-\frac{b}{\xi} \right)^2 (\Delta_c R_{Cu})^2 + \left(\phi_0 \frac{d}{\xi} \right)^2 (\Delta_c a)^2 + \\ &\left(-\phi_E \frac{d}{\xi} \right)^2 (\Delta_c b)^2 + \left(\phi_0 \frac{b}{\xi} \right)^2 (\Delta_c c)^2 + \left(\phi_E \frac{b}{\xi} \right)^2 (\Delta_c d)^2 \end{aligned} \quad (A6.19)$$

Se observa que la incertidumbre del flujo convencional térmico ϕ_0 es inversamente proporcional a la constante nuclear $\xi = ad - bc$. Similarmente se determinará la incertidumbre del flujo epitérmico por este método:

$$\phi_E = \phi_E(R_{Au}, R_{Cu}, a, b, c, d) \quad (A6.20)$$

Si $\Delta_c \phi_E$ es la incertidumbre de ϕ_E , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_E)^2 &= \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial R_{Au}} \right)^2 (\Delta_c R_{Au})^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial R_{Cu}} \right)^2 (\Delta_c R_{Cu})^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial a} \right)^2 (\Delta_c a)^2 \\ &+ \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial b} \right)^2 (\Delta_c b)^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial c} \right)^2 (\Delta_c c)^2 + \left(\frac{\partial \phi_E}{\partial d} \right)^2 (\Delta_c d)^2 \end{aligned} \quad (A6.21)$$

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_E)^2 &= \left(-\frac{c}{\xi} \right)^2 (\Delta_c R_{Au})^2 + \left(-\frac{a}{\xi} \right)^2 (\Delta_c R_{Cu})^2 + \left(\phi_0 \frac{c}{\xi} \right)^2 (\Delta_c a)^2 \\ &+ \left(\phi_E \frac{c}{\xi} \right)^2 (\Delta_c b)^2 + \left(-\phi_0 \frac{a}{\xi} \right)^2 (\Delta_c c)^2 + \left(-\phi_E \frac{a}{\xi} \right)^2 (\Delta_c d)^2 \end{aligned} \quad (A6.22)$$

También se observa que la incertidumbre del flujo epitérmico ϕ_E es inversamente proporcional a la constante nuclear $\xi = ad - bc$. Las incertidumbres de las constantes nucleares de los monitores están en la Tablas 3.1 y 3.3.

A.7. Incertidumbre estándar del método de doble monitor desnudo considerando los picos de resonancia

En esta sección se desarrollará la propagación de incertidumbres de los flujos de neutrones térmicos y epitérmicos determinados por el método de diferencia de Cd considerando la corrección en la integral de resonancia debido a los picos de resonancia. Partiendo de las ecuaciones (2.32) y (2.19), es decir:

$$\phi_0 = \frac{R_{Au}d - b R_{Cu}}{ad - b c} \quad (A7.1)$$

$$\phi_E = \frac{R_{Cu}a - c R_{Au}}{ad(\alpha) - b(\alpha) c} \quad (A7.2)$$

Donde:

$$a = g_{Au}(T)G_{TAu}\sigma_{0Au} \quad ; \quad b(\alpha) = G_{EAu}I_0(\alpha)_{Au} \quad (A7.3)$$

$$c = g_{Cu}(T)G_{TCu}\sigma_{0Cu} \quad ; \quad d(\alpha) = G_{ECu}I_0(\alpha)_{Cu} \quad (A7.4)$$

Las incertidumbres de a y c serán las mismas de la sección anterior, es decir:

$$(\Delta_c a)^2 = \left(\frac{a}{g_{Au}}\right)^2 (\Delta_B g_{Au})^2 + \left(\frac{a}{G_{TAu}}\right)^2 (\Delta_B G_{TAu})^2 + \left(\frac{a}{\sigma_{0Au}}\right)^2 (\Delta_B \sigma_{0Au})^2 \quad (A7.5)$$

$$(\Delta_c c)^2 = \left(\frac{c}{g_{Cu}}\right)^2 (\Delta_B g_{Cu})^2 + \left(\frac{c}{G_{TCu}}\right)^2 (\Delta_B G_{TCu})^2 + \left(\frac{c}{\sigma_{0Cu}}\right)^2 (\Delta_B \sigma_{0Cu})^2 \quad (A7.6)$$

Sin embargo, las incertidumbres de $b(\alpha)$ y $d(\alpha)$ cambiarán ligeramente debido a la contribución del parámetro de forma α , el cual se desarrolla a continuación:

$$b(\alpha) = b(G_E, I_0(\alpha)) \quad (A7.7)$$

Si $\Delta_c b(\alpha)$ es la incertidumbre de $b(\alpha)$, tenemos:

$$(\Delta_c b(\alpha))^2 = \left(\frac{\partial b(\alpha)(G_{EAu}, \sigma_0)}{\partial G_{EAu}}\right)^2 (\Delta_B G_E)^2 + \left(\frac{\partial b(\alpha)(G_{EAu}, I_0)}{\partial I_0(\alpha)}\right)^2 (\Delta_c I_0(\alpha))^2 \quad (A7.8)$$

$$(\Delta_c b(\alpha))^2 = \left(\frac{b(\alpha)}{G_{EAu}}\right)^2 (\Delta_B G_{EAu})^2 + \left(\frac{b(\alpha)}{I_0(\alpha)}\right)^2 (\Delta_c I_0(\alpha))^2 \quad (A7.9)$$

Similarmente para $d(\alpha)$:

$$d(\alpha) = d(G_E, I_0(\alpha)) \quad (\text{A7.10})$$

Si $\Delta_c d(\alpha)$ es la incertidumbre de $d(\alpha)$, tenemos:

$$(\Delta_c d(\alpha))^2 = \left(\frac{\partial d(\alpha)(G_{EAu}, \sigma_0)}{\partial G_{EAu}} \right)^2 (\Delta_B G_E)^2 + \left(\frac{\partial d(\alpha)(G_{EAu}, I_0)}{\partial I_0(\alpha)} \right)^2 (\Delta_c I_0(\alpha))^2 \quad (\text{A7.11})$$

$$(\Delta_c d(\alpha))^2 = \left(\frac{d(\alpha)}{G_{EAu}} \right)^2 (\Delta_B G_{EAu})^2 + \left(\frac{d(\alpha)}{I_0(\alpha)} \right)^2 (\Delta_c I_0(\alpha))^2 \quad (\text{A7.12})$$

Cabe remarcar que la incertidumbre de $I_0(\alpha)$ se determinará de la misma forma que a la del Apéndice A.5 (ver ecuaciones A5.7 – A5.14). Las incertidumbres de $b(\alpha)$ y $d(\alpha)$ son muy similares a las de la sección anterior con la excepción que los valores de $b(\alpha)$ y $d(\alpha)$ dependen del parámetro α .

Por lo tanto, la incertidumbre del flujo convencional térmico $\Delta_c \phi_0$ debido a que no depende del parámetro de forma α se determina como en la sección anterior (ecuación A6.19), es decir:

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_0)^2 &= \left(\frac{d}{\beta} \right)^2 (\Delta_c R_{Au})^2 + \left(-\frac{b}{\beta} \right)^2 (\Delta_c R_{Cu})^2 + \left(\phi_0 \frac{d}{\beta} \right)^2 (\Delta_c a)^2 + \\ &\quad \left(-\phi_E \frac{d}{\beta} \right)^2 (\Delta_c b)^2 + \left(\phi_0 \frac{b}{\beta} \right)^2 (\Delta_c c)^2 + \left(\phi_E \frac{b}{\beta} \right)^2 (\Delta_c d)^2 \end{aligned} \quad (\text{A7.13})$$

Sin embargo, para el flujo epitérmico por el método de doble monitor con la contribución del parámetro α es ligeramente diferente al del caso anterior:

$$\begin{aligned} (\Delta_c \phi_E)^2 &= \left(-\frac{c}{\beta} \right)^2 (\Delta_c R_{Au})^2 + \left(-\frac{a}{\beta} \right)^2 (\Delta_c R_{Cu})^2 + \left(\phi_0 \frac{c}{\beta} \right)^2 (\Delta_c a)^2 + \\ &\quad \left(\phi_E \frac{c}{\beta} \right)^2 (\Delta_c b(\alpha))^2 + \left(-\phi_0 \frac{a}{\beta} \right)^2 (\Delta_c c)^2 + \left(-\phi_E \frac{a}{\beta} \right)^2 (\Delta_c d(\alpha))^2 \end{aligned} \quad (\text{A7.14})$$

A.8. Incertidumbre estándar de la razón de flujos h

A continuación se desarrollará la incertidumbre estándar de la razón de flujo h el cual fue definido así:

$$h = \frac{\phi_0}{\phi_E(\alpha)} \quad (\text{A8.1})$$

$$h = h(\phi_0, \phi_E) \quad (\text{A8.2})$$

Si $\Delta_c h$ es la incertidumbre de h , tenemos:

$$(\Delta_c h)^2 = \left(\frac{\partial h}{\partial \phi_0} \right)^2 (\Delta_c \phi_0)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \phi_E} \right)^2 (\Delta_c \phi_E(\alpha))^2 \quad (\text{A6.3})$$

$$(\Delta_c h)^2 = \left(\frac{h}{\phi_0} \right)^2 (\Delta_c \phi_0)^2 + \left(-\frac{h}{\phi_E} \right)^2 (\Delta_c \phi_E(\alpha))^2 \quad (\text{A6.4})$$

Si el parámetro h es determinado por el método de doble monitor descrito en el sub capítulo 2.2; entonces las incertidumbres $\Delta_c \phi_0$ y $\Delta_c \phi_E(\alpha)$ se determinan de acuerdo a las ecuaciones A7.13 y A7.14. Sin embargo, si el parámetro h es determinado por el método de diferencia de Cd desarrollado en el sub capítulo 2.1; entonces las incertidumbres $\Delta_c \phi_0$ y $\Delta_c \phi_E(\alpha)$ se determinan de acuerdo a las ecuaciones A5.20 y A5.22.

Similarmente se desarrollará la incertidumbre de razón de flujo f el cual fue definido así:

$$f = \frac{\phi_T}{\phi_E(\alpha)} \quad (\text{A8.5})$$

$$f = f(\phi_T, \phi_E) \quad (\text{A8.6})$$

Si $\Delta_c f$ es la incertidumbre de f , tenemos:

$$(\Delta_c f)^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial \phi_T} \right)^2 (\Delta_c \phi_T)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \phi_E} \right)^2 (\Delta_c \phi_E(\alpha))^2 \quad (\text{A8.7})$$

$$(\Delta_c f)^2 = \left(\frac{f}{\phi_T} \right)^2 (\Delta_c \phi_T)^2 + \left(-\frac{h}{\phi_E} \right)^2 (\Delta_c \phi_E(\alpha))^2 \quad (\text{A8.8})$$

La incertidumbre $\Delta_c \phi_T$ es determinado de acuerdo a la ecuación A4.15 y la incertidumbre $\Delta_c \phi_E(\alpha)$ es determinado por las ecuaciones A5.22 y A7.14 si se usa el método de diferencia de Cd o método de doble monitor desnudo, respectivamente.

A.9. Incertidumbre estándar de la sección eficaz de Mo

A continuación se desarrollará la propagación de incertidumbre de la sección eficaz de Mo la cual se calcula de acuerdo a la ecuación (2.44):

$$\sigma_0 = \frac{R - R_{Cd}/F_{Cd}}{g(T)G_T\phi_0} \quad (A9.1)$$

La propagación de incertidumbre se muestra a continuación:

$$\sigma_0 = \sigma_0(R, R_{Cd}, F_{Cd}, g, G_T, \phi_0) \quad (A9.2)$$

Si $\Delta_c \sigma_0$ es la incertidumbre de σ_0 , tenemos:

$$\begin{aligned} (\Delta_c \sigma_0)^2 = & \left(\frac{\partial \sigma_0}{\partial R} \right)^2 (\Delta_c R)^2 + \left(\frac{\partial \sigma_0}{\partial R_{Cd}} \right)^2 (\Delta_c R_{Cd})^2 + \left(\frac{\partial \sigma_0}{\partial F_{Cd}} \right)^2 (\Delta_B F_{Cd})^2 \\ & + \left(\frac{\partial \sigma_0}{\partial G_T} \right)^2 (\Delta_B G_T)^2 + \left(\frac{\partial \sigma_0}{\partial \phi_0} \right)^2 (\Delta_c \phi_0)^2 \end{aligned} \quad (A9.3)$$

Donde las incertidumbres de los parámetros se expresan como $\Delta_c R$, $\Delta_c R_{Cd}$, $\Delta_B F_{Cd}$, $\Delta_B G_T$ y $\Delta_c \phi_0$:

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial R} = \frac{1}{g(T)G_T\phi_0} \quad (A9.4)$$

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial R_{Cd}} = \frac{1}{F_{Cd}g(T)G_T\phi_0} \quad (A9.5)$$

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial F_{Cd}} = \frac{R_{Cd}}{F_{Cd}^2 g(T)G_T\phi_0} \quad (A9.6)$$

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial G_T} = -\frac{R - \frac{R_{Cd}}{F_{Cd}}}{g(T)G_T^2\phi_0} = -\frac{\sigma_0}{G_T} \quad (A9.7)$$

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial \phi_0} = -\frac{R - \frac{R_{Cd}}{F_{Cd}}}{g(T)G_T\phi_0^2} = -\frac{\sigma_0}{\phi_0} \quad (A9.8)$$

La incertidumbre $\Delta_c \phi_0$ se determina de acuerdo a la ecuación A7.13. Además las incertidumbres más importantes o las que generan más incertidumbre son las incertidumbres $\Delta_c R$ y $\Delta_c R_{cd}$. Las incertidumbres de las constantes nucleares de los monitores son presentadas en la Tabla 3.3.

A.10. Incertidumbre estándar de la eficiencia

A continuación se desarrollará las incertidumbres sistemáticas de la eficiencia absoluta la cual es calculada de acuerdo a la ecuación (3.2):

$$\varepsilon(E) = \frac{C^*_{fFa}(E_\gamma)\lambda}{A_0 e^{-\lambda t_e} \Gamma(E_\gamma)} \frac{\delta_c}{(1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (\text{A10.1})$$

Las incertidumbre asociadas al factor de atenuación, tiempo de espera y tiempo de medición serán considerados despreciables porque no son relevantes a la incertidumbre total de la eficiencia. La propagación de incertidumbre de la eficiencia relativa se muestra a continuación:

$$\varepsilon = \varepsilon(C^*_f, A_0, \Gamma, \lambda) \quad (\text{A10.2})$$

$$(\Delta_c \varepsilon)^2 = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial C^*_f} \right)^2 (\Delta_B C^*_f)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial A_0} \right)^2 (\Delta_B A_0)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \Gamma} \right)^2 (\Delta_B \Gamma)^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \right)^2 (\Delta_B \lambda)^2 \quad (\text{A10.3})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial C^*_f} = \frac{\varepsilon}{C^*_f} \quad (\text{A10.4})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial A_0} = -\frac{\varepsilon}{A_0} \quad (\text{A10.5})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \Gamma} = \frac{\varepsilon}{\Gamma} \quad (\text{A10.6})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} = \frac{\varepsilon}{\lambda} + t_e \varepsilon - \frac{\varepsilon t_m e^{-\lambda t_m}}{(1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (\text{A10.7})$$

Debido a que la incertidumbre $\Delta_B \lambda$ es conocida con bastante precisión y las mediciones se realizan con un tiempo de conteo menor al 1% obteniéndose una incertidumbre $\Delta_B C^*_f$ pequeña. Por lo tanto, se observa que la incertidumbre de la actividad teórica $\Delta_B A_0$ es la que influye más en la incertidumbre total de la eficiencia.

A.11. Datos experimentales de las fuentes patrones ^{152}Eu y ^{133}Ba

Las constantes nucleares para la calibración son mostrados en la Tabla A.1 cuyos valores son certificados por la OIEA.

Tabla A.1. Constantes nucleares usadas para el cálculo de la eficiencia.

Nucleido	Vida media $T_{1/2}$ (d)	Energía (keV)	Γ_γ	F_a	Actividad teórica A_0 (kBq)
^{133}Ba	3848.0 ± 1.1	80.997 ± 0.005	0.34 ± 0.008	1.02988	$346.3 \pm 1.5\%$
		276.397 ± 0.0012	0.071 ± 0.001	1.01684	
		302.851 ± 0.0015	0.1833 ± 0.0022	1.01633	
		356.005 ± 0.002	0.623 ± 0.007	1.01546	
		383.851 ± 0.015	0.0892 ± 0.0009	1.01507	
^{152}Eu	4931 ± 15	121.779 ± 0.003	0.2837 ± 0.0024	1.02341	$355.7 \pm 2\%$
		244.693 ± 0.005	0.0758 ± 0.18	1.01755	
		344.272 ± 0.007	0.2658 ± 0.0018	1.01564	
		443.979 ± 0.010	0.03121 ± 0.00018	1.0435	
		778.890 ± 0.016	0.1296 ± 0.0007	1.01139	
		867.38 ± 0.03	0.0416 ± 0.0006	1.01084	
		964.05 ± 0.03	0.1462 ± 0.0006	1.01033	
		1112.08 ± 0.04	0.1356 ± 0.0006	1.01028	
		1408.03 ± 0.03	0.2085 ± 0.0009	1.00939	

Los datos experimentales de las fuentes patrones y su eficiencia calculada usando la (ecuación 3.2) y ecuaciones (A9.3) para las posiciones de conteo de 119 mm y 239 mm son mostradas en la Tabla A.2 y Tabla A.3, respectivamente.

Tabla A.2. Datos experimentales de las fuentes patrones para la posición de conteo 119 mm.

Energía (keV)	$C_f^*(\times 10^5)$	ΔC_f^*	$t_e (\times 10^9 s)$	$t_m (s)$	$t_v (s)$	$t_d (s)$	$\varepsilon_{abs}(10^{-3})$
80.997	3.854	636.7	1.1165	3860	3778	82	9.150 ± 0.256
121.779	8.369	930.2	1.1163	4460	4265	195	12.23 ± 0.27
244.693	1.817	448.0	1.1163	4460	4265	195	9.976 ± 0.211
276.397	0.8431	302.2	1.1165	3860	3778	82	9.463 ± 0.198
302.851	2.033	457.0	1.1165	3860	3778	82	8.834 ± 0.171
344.272	5.146	726.6	1.1163	4460	4265	195	7.969 ± 0.174
356.005	6.110	783.3	1.1165	3860	3778	82	7.805 ± 0.147
383.851	0.8363	290.7	1.1165	3860	3778	82	7.458 ± 0.137
443.979	0.4929	238.9	1.1163	4460	4265	195	6.679 ± 0.147
778.89	1.363	377.4	1.1163	4460	4265	195	4.310 ± 0.093
867.38	0.4056	217.9	1.1163	4460	4265	195	3.994 ± 0.103
964.05	1.329	368.8	1.1163	4460	4265	195	3.722 ± 0.079
1112.08	1.120	337.3	1.1163	4460	4265	195	3.381 ± 0.072
1408.03	1.448	376.2	1.1163	4460	4265	195	2.879 ± 0.062

Tabla A.3. Datos experimentales de las fuentes patrones para la posición de conteo 239 mm.

Energía (keV)	$C_f^*(\times 10^5)$	ΔC_f^*	$t_e (\times 10^9 s)$	$t_m (\times 10^4 s)$	$t_v (\times 10^4 s)$	$t_d (s)$	$\varepsilon_{abs}(10^{-3})$
80.997	17.79	1377	1.1163	6.000	5.952	48	2.681 ± 0.075
121.779	34.51	1911	1.1156	5.926	5.831	95	3.686 ± 0.083
244.693	7.813	943.0	1.1156	5.926	5.831	95	3.135 ± 0.070
276.397	4.096	647.2	1.1163	6.000	5.952	48	2.917 ± 0.060
302.851	9.841	1013	1.1163	6.000	5.952	48	2.714 ± 0.052
344.272	22.11	1512	1.1156	5.926	5.831	95	2.501 ± 0.055
356.005	29.80	1732	1.1163	6.000	5.952	48	2.416 ± 0.045
383.851	4.079	645.2	1.1163	6.000	5.952	48	2.309 ± 0.042
443.979	2.154	503.5	1.1156	5.926	5.831	95	2.133 ± 0.046
778.89	6.018	794.8	1.1156	5.926	5.831	95	1.391 ± 0.030
867.38	1.819	461.7	1.1156	5.926	5.831	95	1.309 ± 0.033
964.05	5.876	766.7	1.1156	5.926	5.831	95	1.202 ± 0.026
1112.08	4.933	707.9	1.1156	5.926	5.831	95	1.088 ± 0.023
1408.03	6.374	790.6	1.1156	5.926	5.831	195	0.926 ± 0.020

A.12. Datos experimentales de las experiencias 1-8

A continuación se muestra los datos experimentales y las tasa de activación de cada isótopo de todas las experiencias mencionadas para medir el flujo neutrónico por los métodos de diferencia de Cd y doble monitor desnudo.

Tabla A.4. Datos experimentales de los alambres de Au-Cu de la experiencia 1 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 7200$ s.

Cód.	Masa (mg)	Cuentas de Au		Cuentas de Cu		$t_e(s)$ ($\times 10^4$)	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_m(s)$	Tasa de Activación	
		$C_f^* (\times 10^5)$	ΔC_f^*	$C_f^* (\times 10^5)$	ΔC_f^*					Au ($\frac{1}{s} 10^{-12}$)	Cu ($\frac{1}{s} 10^{-14}$)
1	19.66	1.167	341.6	1.995	446.6	9.702	1000	973.1	26.9	1.182 ± 0.028	3.231 ± 0.077
2	16.40	1.088	329.8	1.291	359.4	9.569	1000	979.8	20.2	1.307 ± 0.031	2.441 ± 0.060
3	20.00	1.803	424.7	2.186	467.6	9.305	1000	966.6	33.4	1.787 ± 0.043	3.300 ± 0.081
4	16.34	1.826	427.3	2.266	476.1	9.181	1000	965.7	34.3	2.209 ± 0.053	4.114 ± 0.101
5	18.76	2.423	492.2	3.086	555.5	9.033	1000	953.8	46.2	2.573 ± 0.061	4.830 ± 0.118
6	17.49	2.593	509.2	3.667	605.5	8.232	1000	947.1	52.9	2.904 ± 0.069	5.490 ± 0.135
7	15.85	2.537	503.6	3.714	609.4	7.995	1000	947.1	52.9	3.113 ± 0.074	5.919 ± 0.145
8	18.91	3.023	549.8	4.379	661.7	8.121	1000	937.0	63	3.154 ± 0.075	6.027 ± 0.148
9	18.80	2.884	537.1	4.011	633.3	8.369	1000	941.5	58.5	3.036 ± 0.072	5.738 ± 0.141
10	16.27	2.272	476.6	2.990	546.7	8.772	1000	955.9	44.1	2.754 ± 0.066	5.174 ± 0.127
11	17.88	2.127	461.2	2.761	525.4	8.880	1000	959.0	41	2.347 ± 0.060	4.406 ± 0.108
12	17.39	1.632	404.0	2.435	493.4	7.855	1000	965.7	34.3	1.733 ± 0.041	3.301 ± 0.081
13	15.73	2.536	503.6	3.124	558.9	9.837	1000	952.6	47.4	3.293 ± 0.078	6.595 ± 0.162
14	18.04	2.922	540.6	3.704	608.6	9.958	1000	944.2	55.8	3.351 ± 0.080	7.006 ± 0.172

Tabla A.5. Datos experimentales de las hojuelas de Au de la experiencia 2 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 7200$ s.

Código	Masa (mg)	Cuentas Au		$t_e(s) (\times 10^5)$	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_d(s)$	Tasa de Activación $\left(\frac{1}{s} 10^{-12}\right)$
		$C_f^* (\times 10^5)$	ΔC_f^*					
m535(desnuda)	5.19	9.418	970.5	3.562	1340	1264	76	2.014 ± 0.055
m568 (bajo Cd)	5.24	2.538	503.7	3.578	800.4	779.9	20.5	0.8744 ± 0.024

Tabla A.6. Datos experimentales de los alambres de Au-Cu de la experiencia 3 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 6840$ s.

Posic. (mm)	Masa (mg)	Cuentas de Au		Cuentas de Cu		$t_e(s) (\times 10^5)$	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_m(s)$	Tasa de Activación	
		$C_f^* (\times 10^5)$	ΔC_f^*	$C_f^* (\times 10^4)$	ΔC_f^*					Au $\left(\frac{1}{s} 10^{-11}\right)$	Cu $\left(\frac{1}{s} 10^{-13}\right)$
418	8.83	5.742	757.8	2.074	144.0	4.284	1600	1554	46	2.225 ± 0.044	7.290 ± 0.151
367	9.27	5.736	757.4	2.103	145.0	4.269	1360	1315	45	2.479 ± 0.049	8.087 ± 0.167
316	6.92	5.985	773.6	2.341	153.0	4.217	1701	1652	49	2.730 ± 0.054	8.929 ± 0.184
262	9.75	8.667	931.0	3.474	186.4	4.199	1650	1580	70	2.876 ± 0.056	9.432 ± 0.191
212	8.17	10.73	1036	4.547	213.2	4.154	2381	2294	87	2.908 ± 0.057	9.591 ± 0.192
158	8.18	7.961	892.2	3.244	180.1	4.179	1890	1826	64	2.733 ± 0.054	8.904 ± 0.180
107	8.22	6.143	783.8	2.706	164.5	4.115	1610	1561	49	2.416 ± 0.047	7.858 ± 0.160

Tabla A.7. Datos experimentales de los alambres de Mo bajo Cd de la experiencia 4 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 1248$ s.

Posic. (mm)	Masa (mg)	Cuentas de Mo		$t_e(s) (\times 10^4)$	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_d(s)$	Tasa de Activación ($1/s \cdot 10^{-14}$)
		$C_f^*(\times 10^4)$	ΔC_f^*					
418	4.63	1.559	124.9	7.909	3890	3871	19	3.713 ± 0.114
367	4.66	1.632	127.8	16.55	4611	4588	23	4.198 ± 0.129
316	5.17	1.367	116.9	16.20	3180	3163	17	4.542 ± 0.140
262	4.68	1.498	122.4	15.82	3710	3691	19	4.661 ± 0.143
212	5.11	1.259	112.2	15.53	2750	2734	16	4.795 ± 0.149
158	5.00	1.664	129.0	8.309	3370	3350	20	4.288 ± 0.132
107	4.38	7.766	88.12	7.454	2000	1990	10	3.743 ± 0.119

Tabla A.8. Datos experimentales de los alambres de Mo desnudo de la experiencia 5 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 10800$ s.

Posic. (mm)	Masa (mg)	Cuentas de Mo		$t_e(s) (\times 10^5)$	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_d(s)$	Tasa de Activación ($1/s \cdot 10^{-14}$)
		$C_f^*(\times 10^4)$	ΔC_f^*					
418	4.99	0.7059	84.02	4.198	3180	3169	11	5.933 ± 0.175
367	4.64	1.060	103.0	4.358	4700	4684	16	6.808 ± 0.196
316	4.93	0.9716	98.57	4.311	3716	3701	15	7.321 ± 0.212
262	5.10	1.063	103.1	4.231	3660	3645	15	7.681 ± 0.221
212	3.71	0.9181	95.82	3.527	3611	3597	14	7.524 ± 0.219
158	3.42	4.227	205.6	3.566	20000	19924	76	7.025 ± 0.194
107	5.00	0.8915	94.42	3.496	3201	3188	13	6.056 ± 0.176

Tabla A.9. Datos experimentales de los alambres de Au-Cu de la experiencia 6 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 5700$ s.

Posic. (mm)	Masa (mg)	Cuentas de Au		Cuentas de Cu		$t_e(s)$ ($\times 10^4$)	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_m(s)$	Tasa de Activación	
		$C_f^* (\times 10^5)$	ΔC_f^*	$C_f^* (\times 10^5)$	ΔC_f^*					Au ($\frac{1}{s} 10^{-11}$)	Cu ($\frac{1}{s} 10^{-13}$)
418	8.57	1.235	351.4	4.356	660.0	5.394	600	543.8	56.2	1.680 ± 0.042	5.442 ± 0.174
367	7.69	1.239	352.0	4.285	654.6	5.469	600	544.8	55.2	1.883 ± 0.047	6.035 ± 0.193
316	9.15	1.539	392.2	5.171	719.1	5.622	600	540.0	60	1.974 ± 0.050	6.263 ± 0.201
262	6.59	1.253	353.9	4.181	646.6	5.547	600	545.7	54.3	2.227 ± 0.056	6.953 ± 0.223
212	5.36	0.9777	312.7	3.328	576.9	5.232	600	557.9	42.1	2.117 ± 0.053	6.485 ± 0.208
158	12.51	2.026	450.1	7.155	845.8	5.321	600	499.8	100.2	1.884 ± 0.047	6.055 ± 0.194
107	10.99	1.596	399.4	5.570	746.3	5.119	600	525.8	74.2	1.679 ± 0.042	5.204 ± 0.167

Tabla A.10. Datos experimentales de los alambres de Mo bajo Cd de la experiencia 7 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 10860$ s.

Posic. (mm)	Masa (mg)	Cuentas de Mo		$t_e(s) (\times 10^4)$	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_d(s)$	Tasa de Activación ($\frac{1}{s} 10^{-14}$)
		$C_f^* (\times 10^4)$	ΔC_f^*					
418	5.61	1.520	123.3	8.089	4000	3980	20	3.350 ± 0.103
367	4.80	1.455	120.6	8.498	4000	3981	19	3.792 ± 0.117
316	5.18	3.921	198.0	13.30	10940	10887	53	4.024 ± 0.121
262	5.62	1.711	130.8	9.852	3670	3649	21	4.321 ± 0.133
212	4.11	1.444	120.1	7.668	4000	3981	19	4.288 ± 0.132
158	4.95	1.649	128.4	7.251	4000	3979	21	4.019 ± 0.124
107	5.31	1.533	123.8	6.801	4000	3981	19	3.437 ± 0.106

Tabla A.11. Datos experimentales de los alambres de Mo desnudo de la experiencia 8 cuyo tiempo de irradiación fue $t_i = 5760$ s.

Posic. (mm)	Masa (mg)	Cuentas de Mo		$t_e(s) (\times 10^5)$	$t_m(s)$	$t_v(s)$	$t_d(s)$	Tasa de Activación ($1/s \cdot 10^{-14}$)
		$C_f^*(\times 10^4)$	ΔC_f^*					
418	5.18	1.055	102.7	2.653	5610	5592	18	5.762 ± 0.173
367	4.95	1.075	103.7	2.710	5560	5541	19	6.300 ± 0.189
316	5.31	1.358	116.5	2.937	6600	6577	23	6.692 ± 0.199
262	5.61	1.759	132.6	3.005	8000	7972	28	6.916 ± 0.203
212	4.80	1.536	124.0	3.232	8550	8523	27	7.062 ± 0.209
158	5.62	1.046	102.3	2.818	4841	4823	18	6.399 ± 0.192
107	4.11	1.222	110.5	3.327	11170	11142	28	5.178 ± 0.155

A.13. Incertidumbre estándar del parámetro mérito

A continuación se desarrollará las incertidumbres sistemáticas del parámetro mérito χ (ver sub capítulo 4.4) definido así:

$$\chi = \frac{R_{Be}}{R_{Gr}} \quad (\text{A13.1})$$

Donde R_{Be} y R_{Gr} son las tasa de activación total usando berilio y grafito como reflector, respectivamente, las cuales son calculadas usando la expresión (1.29). La propagación de incertidumbre del parámetro mérito se muestra a continuación:

$$\chi = \chi(R_{Be}, R_{Gr}) \quad (\text{A13.2})$$

Si $\Delta_c \chi$ es la incertidumbre de χ , tenemos:

$$(\Delta_c \chi)^2 = \left(\frac{\partial \chi}{\partial R_{Be}} \right)^2 (\Delta_c R_{Be})^2 + \left(\frac{\partial \chi}{\partial R_{Gr}} \right)^2 (\Delta_c R_{Gr})^2 \quad (\text{A13.3})$$

$$(\Delta_c \chi)^2 = \left(\frac{\chi}{R_{Be}} \right)^2 (\Delta_c R_{Be})^2 + \left(-\frac{\chi}{R_{Gr}} \right)^2 (\Delta_c R_{Gr})^2 \quad (\text{A13.4})$$

Las incertidumbres $\Delta_c R_{Be}$ y $\Delta_c R_{Gr}$ son calculadas de acuerdo a la expresión (A3.18).

BIBLIOGRAFIA

- [1] Yavar, A. *et al.* (2011). Determination of fast neutron flux distribution in irradiation sites of the Malaysian Nuclear Agency research reactor. *Applied radiation and isotopes*, 69, 762-767
- [2] Westcott, C., Walker, W., y Alexander, T. (1959). *Effective cross sections and cadmium ratios for the neutron spectra of thermal reactors*; 2nd United Nations International Conference of the Peaceful Uses of Atomic Energy, Canada
- [3] Alcalá, F. (1984). *Notas sobre medidas sobre flujos neutrónicos*; Junta de Energía Nuclear, Madrid
- [4] Rodriguez, J. y Mendoza, P. (2016). Medición del flujo neutrónico mediante método de doble monitor desnudo. *Inf. Cient. Tec.*, 16 (1), 3-9
- [5] Yücel, H., y Karadag, M. (2004). Experimental determination of the α -shape factor in the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal-isotopic neutron source-spectrum by dual monitor method. *Annals of Nuclear Energy*, 31(6), 681-695
- [6] Choon, J. (1979). Measurements of thermal neutron spectrum parameters in the TRIGA Mark II reactor. *Journal of the Korean Nuclear Society*, 11 (1), 21-27
- [7] Montoya, E. *et al.* (2010). The development of the k_0 method in peru: past, present and future perspectives. *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res.*, 622, 381-384
- [8] Soliman, M. (2012). *Enhancements and Health-Related Studies of Neutron Activation Analysis Technique*. Tesis de PhD en Química. University of Ain Shams
- [9] Blaauw, M. *et al.* (2017). Estimation of ^{99}Mo production rates from natural molybdenum in research reactors. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 311, 409-418
- [10] Grytakis, E. *et al.* (1987). *Handbook on nuclear activation data*; International Atomic Energy Agency (IAEA) Technical Reports Serie 273, Vienna
- [11] Herf, R. (1978). *A consistent set of nuclear parameter values for absolute INAA*; Conference on computers in activation analysis and gamma-ray spectroscopy, Mayaguez, Puerto Rico
- [12] Mughabghab, S. (2003). *Thermal Neutron Capture cross sections resonance integrals and G-factors*. International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna
- [13] De Corte, F. (2003). The updated NAA nuclear data library derived from the Y2K k_0 -database. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 257, 493-499

- [14] El Abd, A. (2010). Measurements of the thermal neutron cross-sections and resonance integrals for ^{186}W (n,γ) ^{187}W and ^{98}Mo (n,γ) ^{99}Mo reactions. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 284, 321-326
- [15] Beckurts, K. y Wirtz, K. (1964). *Neutron Physics*. Berlin: Springer-Verlag
- [16] Wietfeldt, F y Greene, G. (2011). Colloquium: the neutron lifetime. *Rev. Mod. Phys.*, 83(4), 1173-1192
- [17] Travesi, A. (1975). *Análisis por Activación Neutrónica*. Madrid: Publicaciones científicas de la Junta de Energía Nuclear
- [18] Mendoza, P. (2011). *Influencia del comparador en las correcciones por comportamiento no ideal del flujo epitérmico y su implicancia en los métodos paramétricos de análisis por activación neutrónica*. Tesis de Maestría en Radioquímica. Universidad Tecnología Nacional
- [19] Lamarsh, J. y Baratta, A. (1968). *Introduction to the Nuclear Reactor Theory*. (2nd Edition). New Jersey: Addison-Wesley publishing company Inc.
- [20] Vandecasteele, C. y Block, C. (1997). *Modern Methods for Trace Element Determination*. Chichester: John Wiley & Sons
- [21] Chadwick, M. *et al.* (2011). ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*, 112 (12), 2887-2996
- [22] Ryves, T. y Paul, E. (1968). The construction and calibration of a standard thermal neutron flux facility at the national physical laboratory. *J. Nucl. Energy*. 22, 759-775
- [23] Högdahl, O. (1965). Neutron absorption in pile neutron activation analysis: determination of copper and gold in silver. International Atomic Energy Agency (IAEA), Viena
- [24] Baard, J., Zijp, W. y Nolthenius, H. (1989). ; *Nuclear Data Guide for Reactor Metrology*. Holanda: Klumer Academic Publisher
- [25] Kellett, M. (2011-2019). Recommended Data. Saclay, Francia: Laboratoire Nationale Henri Becquerel. Recuperado el 15 de agosto del 2019 de http://nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm

- [26] De Corte, F. *et al.* (1981). Applicability of the $1/E^{1+\alpha}$ epithermal spectrum representation and the effective resonance energy in NAA. *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 102, 37-57
- [27] Trkov, A. *et al.* (2009). On the self-shielding factors in neutron activation analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 610, 553-564
- [28] Chilian, C. , St-Pierre, J., Kennedy, G. (2008). Complete thermal and epithermal neutron self-shielding corrections for NAA using a spreadsheet. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 278 (3), 745-749
- [29] Zerkin, V. (1999-2019). Evaluated Nuclear Data File (ENDF): Database Version of 2019-06-10. Viena, Austria: Nuclear Data Services. Recuperado el 15 de agosto del 2019 de <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>
- [30] Díaz, O. (1997). Reactor power dependency of the neutron flux parameters for k_0 -standardization. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 221, 241-244
- [31] De Corte, F. y Simonits, A. (2003). Recommended nuclear data for use in the k_0 -standardization of neutron activation analysis. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 85, 47-67
- [32] Benzing, R. *et al.* (2000). Apparent neutron emissions from polyethylene capsules during neutron activation and delayed neutron counting. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 244 (2), 447-451
- [33] Mendoza, P. (2009). *Validación analítica de elementos lantánicos determinados por activación neutrónica instrumental en fragmentos de cerámicos arqueológicos para estudios de procedencia*. Tesis de Título Profesional. Universidad Nacional Mayor de San Marcos
- [34] IAEA- Nuclear Data Section (2009-2019). Live Chart of Nuclides: nuclear structure and decay data. Viena, Austria: Nuclear Data Services. Recuperado el 22 de agosto del 2019 de <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>
- [35] Dahlberg, R. *et al.* (1961). Measurements of some resonance activation integrals. *J. Nucl. Ener.*, 14, 53-54
- [36] Van Do, N. *et al.* (2009). Thermal neutron cross-section and resonance integral of the $^{98}\text{Mo} (n,\gamma) ^{99}\text{Mo}$ reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics B*, 267, 462-468

- [37] Meneses, M. *et al.* (2013); *Neutron flux parameters in the Triga Mark I IPR-R1 research reactor, CDTN/CNEN, for k_0 -INAA method*; International Nuclear Atlantic Conference-INAC, Recife
- [38] International Organization for Standardization (2008). *Uncertainty of measurement - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*. (first edition). ISO/IEC 98-3, Geneva
- [39] Taylor, B. B y Kuyatt, C. (1994). *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results*; NIST Technical Note 1297, Washington

ANEXO I

Informe de análisis de aluminio 1050



PERÚ

Ministerio
de Energía y MinasInstituto Peruano
de Energía Nuclear

"Decenio de las Personas con Discapacidad en el Perú"
"Año de la Consolidación del Mar de Grau"

INFORME DE ANÁLISIS

INFORME No 1565

Nombre del cliente : ALUMIDEC
Dirección : Calle José Gregorio Paredes N° 465 - Lima
Documento de referencia : Proyecto CONCYTEC- Pablo Mendoza
Identificación del servicio : Análisis cuantitativo multielemental en una muestra de aluminio 1050
Fecha de recepción : 2016-09-21
Fecha de ejecución : 2016-09-21 – 2016-09-27
Técnica Analítica / Método : Análisis por activación neutrónica / ksubcero

RESULTADOS

Muestra	Elemento	Unidad	Concentración \pm U
AL 1050	Al	%	94 \pm 10
	As	mg / kg	< 0.80
	Co	mg / kg	15.0 \pm 2.0
	Eu	mg / kg	1.00 \pm 0.20
	Fe	%	0.240 \pm 0.040
	Ga	mg / kg	86.0 \pm 5.0
	La	mg / kg	1.00 \pm 0.10
	Mn	mg / kg	77 \pm 10
	Na	mg / kg	94.0 \pm 5.0
	Sc	mg / kg	< 300
	V	mg / kg	105 \pm 10
	W	mg / kg	0.60 \pm 0.20
	Zn	mg / kg	33 \pm 10

Observaciones:

Muestra tomada por el cliente

U: Incertidumbre expandida (95 % aprox.)

MSc Patricia Bedregal S
 N° CQP 910
 Instituto Peruano de Energía Nuclear

cc: archivo

Prohibida su reproducción total o parcial. Si se requieren copias, solicitarlas por escrito al ente emisor
El laboratorio sólo se responsabiliza de los resultados en la porción de muestra analizada

1

Av. Canadá N° 1470, San Borja – Lima 41, Perú, Telf.: (511)2260030 Fax: (511)2248991
 Laboratorio de Técnicas Analíticas – TEAN - INDE - Centro Nuclear RACSO. Telf.: (511)4885050 Fax: (511) 4885233
 www.ipen.gob.pe

ANEXO II

El trabajo fue presentado en los siguientes eventos

- Presentación en Póster, en el “XXV Simposio Peruano de Física” realizado en la Pontificia Universidad Católica del Perú del 10 al 14 de Octubre del 2016, con el título “Determinación experimental del perfil de flujo neutrónico en la posición central del reactor de investigación RP-10”. Lima, Perú.
- Participación como Ponencia, en el “Coloquio de Física Nuclear y Aplicaciones” realizado en el Colegio de Ingenieros del Perú el 21 de Marzo del 2019, con el título “Medición del flujo neutrónico mediante el método de doble monitor desnudo en el RP-10”. Lima, Perú.

Publicaciones

- Rodriguez, J. y Mendoza, P. (2016). Medición del flujo neutrónico mediante de doble monitor desnudo. *Inf. Cient. Tec*, 16 (1), 3-11